

ORSAY  
SÉRIE A,  
N° D'ORDRE:

465

Inscrit aux archives originales  
du Centre de Documentation  
C.N.R.S. sous le N°  
A.0 - 3209

# THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY  
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

MAISON Jean-Marie

## PREMIÈRE THÈSE

Etude de la diffusion des photons de freinage et des réactions  
 $^{12}\text{C}, ^{16}\text{O} (\gamma, \text{p}, \gamma')$  dans la région de la résonance géante.

## DEUXIÈME THÈSE

*Propositions données par la Faculté.*

Soutenues le 23/4/1969 devant la Commission d'examen.

Mme MARTY

Président

MM. RIOU  
    LANGEVIN  
    TZARA

} Examineurs



ORSAY  
SÉRIE A,  
N° D'ORDRE:

465

# THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY  
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

MAISON Jean-Marie

## PREMIÈRE THÈSE

Etude de la diffusion des photons de freinage et des réactions  
 $^{12}\text{C}, ^{16}\text{O} (\gamma, n, \gamma')$  dans la région de la résonance géante.

## DEUXIÈME THÈSE

*Propositions données par la Faculté.*

Soutenues le 23/4/1969 devant la Commission d'examen.

Mme MARTY

Président

MM. RIOU  
LANGEVIN  
TZARA

} Examineurs



Je remercie Monsieur le Professeur J. TEILLAC qui m'a accueilli à l'Institut de Physique Nucléaire.

Je remercie Monsieur le Professeur C. MAGNAN qui a mis à notre disposition le bêtatron du Centre de Recherches d'Ivry.

Monsieur M. LANGEVIN a dirigé cette thèse. J'ai bénéficié de toute son expérience, de son aide et de ses conseils constants. Je lui en suis profondément reconnaissant.

Je suis très reconnaissant à Monsieur H. ARENHÖVEL pour sa collaboration et les calculs théoriques qu'il a effectués.

Ma reconnaissance est aussi acquise à Messieurs J.M. LOISEAUX, P. NARBONI, J. VERNOTTE pour l'aide qu'ils m'ont apportée ou la participation à certaines phases de ce travail.

Je remercie vivement Monsieur KOZIEBRODZKI qui a assuré avec compétence le bon fonctionnement du bêtatron, ainsi que toutes les personnes qui ont contribué à l'impression de cette thèse.

J'ai réalisé ce travail en qualité d'Attaché de Recherches au CNRS.



## INTRODUCTION

L'interaction des photons avec le noyau est caractérisé par l'existence, au-dessus du seuil d'émission de particules, de la résonance géante dipolaire dont la largeur varie de 4 à 10 MeV et l'énergie du maximum de 22 MeV pour les noyaux légers à 15 MeV pour les noyaux lourds. Les progrès expérimentaux récents (réaction inverse  $(\phi, \gamma)$ ; faisceau de photons monochromatiques ; méthode de temps de vol) ont précisé la forme et la structure de la résonance géante, notamment pour les noyaux légers et moyens. Parallèlement, les développements théoriques ont été extrêmement nombreux. L'Hamiltonien d'interaction étant connu de façon exacte, seule subsiste l'approximation sur le modèle nucléaire qui conduit actuellement à deux descriptions du mécanisme de la résonance géante.

Le premier modèle théorique de Goldhaber et Teller {1} considère la résonance géante comme une vibration de l'ensemble des protons par rapport à l'ensemble des neutrons, induite pour le champ électromagnétique incident. Danos {2} et Okamoto {3} généralisent ce modèle aux noyaux déformés, chaque mode de vibration correspondant à chacun des axes principaux du noyau. Enfin une théorie dynamique est élaborée, couplant les oscillations dipolaires aux vibrations de surface quadrupolaires du noyau et applicable aussi bien aux noyaux lourds déformés {4} qu'aux noyaux moyens sphériques {5}.

Dans le cadre du modèle en couche, la résonance géante résulte du passage d'une particule d'une couche à la suivante. Un progrès décisif a été fait par l'introduction du modèle particule-trou {6} qui traite simplement les corrélations entre nucléons nécessaires pour situer les états dipolaires à l'énergie correcte et expliquer leur caractère collectif. Dans l'extension actuelle de ce modèle on tient compte des configurations 2 particules-2 trous {7} et des états du continuum {7-8} pour calculer les sections efficaces de réactions et non plus seulement les probabilités de transitions. Ces deux approches ne sont pas contradictoires et dans la comparaison avec l'expérience ne s'appliquent pas aux mêmes noyaux. Bien que plus fondamental le modèle microscopique reste limité, pour des raisons techniques, au cas des noyaux à couches complètes et aux noyaux voisins.

Indépendamment de tout modèle de structure nucléaire, la section efficace d'interaction des photons avec le noyau dépend de l'orientation de ce noyau par rapport à la direction du vecteur propagation des photons incidents. Un noyau optiquement anisotrope a donc une polarisabilité tensorielle. Celle-ci a été mise en évidence directement par la mesure de la section efficace

( $\gamma, n$ ) avec des noyaux de  $^{165}\text{Ho}$  orientés {9} . Mais dans la situation actuelle, on n'utilise que des noyaux non orientés et des faisceaux de photons non polarisés. Dans ces conditions, seule la polarisabilité scalaire contribue à l'absorption, alors que la polarisabilité tensorielle contribue à la diffusion. L'étude de la diffusion fournit donc plus d'informations que les mesures de sections efficaces d'absorption ou de réactions partielles. Elle a montré le caractère dipolaire de la résonance géante {10} et l'existence d'une polarisabilité tensorielle des noyaux déformés.

Nous avons donc étudié :

- La diffusion par les noyaux sphériques de  $50 < A < 120$ , où l'influence du couplage dipole-quadrupole doit jouer un rôle important. En collaboration avec H. Arenhövel qui a effectué les calculs théoriques des sections efficaces de diffusion, nous avons choisi ces noyaux en fonction des paramètres importants du modèle collectif dynamique.
- La diffusion inélastique pour  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{32}\text{S}$ . Les sections efficaces expérimentales de diffusion présentaient des désaccords significatifs (surtout pour  $^{24}\text{Mg}$ ) avec celles calculées par la relation de dispersion {11} . Les distributions angulaires, mesurées à une seule énergie maximum du faisceau de freinage, ne permettaient pas de déterminer vers quels niveaux a lieu la diffusion inélastique. C'est pourquoi nous avons entrepris une étude systématique de la diffusion inélastique pour les différentes régions de la résonance géante, en mesurant à des énergies variables comprises entre 21 et 31 MeV, les distributions angulaires des photons diffusés.

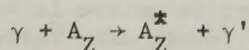
Outre le phénomène de diffusion, notre dispositif de spectrométrie gamma permet d'étudier la désexcitation des états excités des noyaux résiduels peuplés par émission de nucléons à partir des états de la résonance géante. Les réactions  $^{12}\text{C}$  et  $^{16}\text{O}(\gamma, \begin{smallmatrix} n \\ p \end{smallmatrix}, \gamma')$  montrent l'importance de ce processus et l'existence de configurations d'ordre supérieur aux configurations 1 particule-1 trou.

# CHAPITRE I

## THEORIE DE LA DIFFUSION NUCLEAIRE DES PHOTONS

### I - DIFFUSION NUCLEAIRE DES PHOTONS

Soit le processus de diffusion :



Le noyau final peut être dans un état excité  $E_f$ , ou dans son état fondamental  $E_0$ . La conservation des moments entraîne

$$k = E_{f0} + k'$$

où  $k$  et  $k'$  sont les moments des photons incidents et diffusés et

$$E_{f0} = E_f - E_0.$$

L'Hamiltonien d'interaction entre le noyau et le champ électromagnétique est

$$H_{int} = - \sum_p \text{ou } i \left\{ \frac{e}{m} p_p A(r_p) + e \mu_i \nabla_i \times A(r_i) - \frac{e^2}{2m} A^2(r_p) \right\}$$

l'index de sommation  $p$  se réfère uniquement aux protons, l'index  $i$  aux protons et aux neutrons.  $p_i$  et  $\mu_i$  sont le moment et le moment magnétique du  $i^{\text{ème}}$  nucléon et  $A(r_p)$  le potentiel vecteur.

Dans l'approximation des grandes longueurs d'ondes

( $kR \ll 1$ ) on démontre :

- que l'amplitude de transition se sépare en deux termes  $\{12\}$  : la diffusion Thomson qui représente la diffusion par le noyau considéré comme un tout et la diffusion Rayleigh, représentant l'excitation des coordonnées internes du noyau.
- L'opérateur électrique ne dépend que de la densité de charge nucléaire.

La section efficace différentielle de diffusion dipolaire électrique des photons par le noyau s'écrit  $\{13\}$  :

$$1.2 \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{e}{c} \right)^4 \frac{E'}{E} \left| \frac{Z^2}{AM} A \cdot A' + \frac{EE'}{M^2} \langle I_f | S | I_i \rangle \right|^2$$

où  $E$  et  $E'$  sont les énergies des photons incidents et diffusés  
 $A$  et  $A'$  les vecteurs polarisation des photons incidents et diffusés

$\frac{Z}{AM} A \cdot A'$  un terme qui tient compte de la diffusion Thomson.

L'opérateur de diffusion a pour expression :

$$1.3 \quad S = D \cdot A' \frac{1}{H - E_i - E} D \cdot A + D \cdot A \frac{1}{H - E_i - E'} D \cdot A'$$

où  $\left\{ \begin{array}{l} D : \text{opérateur dipolaire} \\ H : \text{Hamiltonien du noyau} \\ E_i : \text{énergie de l'état fondamental} \end{array} \right.$

L'emploi des méthodes tensorielles permet de mettre la section efficace différentielle sous la forme d'un produit de 3 termes, dans lesquels la partie purement géométrique de l'interaction est séparée de la partie dépendante des propriétés intrinsèques du noyau {14}.

Si  $j$  est le moment angulaire transféré au noyau on a :

$$1.4 \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2I_i + 1} \sum_{j=0}^2 |P_j|^2 g_j(\theta)$$

$P_j$  est la polarisabilité nucléaire scalaire, vectorielle ou tensorielle selon que  $j = 0, 1$  ou  $2$ . Pour que les éléments de matrice de l'opérateur de diffusion entre les états initiaux  $I_i$  et finaux  $I_f$  ne soient pas nuls on doit avoir :

$$|I_i - j| < I_f \leq I_i + j$$

Le mécanisme de la diffusion peut être décrit par un processus en 2 étapes : Formation des états intermédiaires  $I_k = I_i + 1, I_i$  ou  $I_i - 1$  et diffusion des états  $I_k$  vers les états  $I_f$ . La polarisabilité contient des termes qui dépendent de l'orientation du noyau dans son état initial et final et de la polarisation ( $p$  et  $p'$ ) des photons incidents et diffusés. Comme nous ne considérons ici que des noyaux non orientés et un faisceau de photons non polarisé on doit sommer sur  $M_i$  et  $M_f$  et sur  $p$  et  $p'$ . La polarisabilité s'écrit alors {13} :

$$1.5 \quad P_j = \frac{4\pi}{3} \frac{EE'}{(\hbar c)^2} \sum_k \left\{ \begin{matrix} j & I_f & I_i \\ I_k & 1 & 1 \end{matrix} \right\} \langle I_f || D || I_k \rangle \langle I_k || D || I_i \rangle$$

$$\left( \frac{(-)^j}{E_k - E - \frac{i}{2} \Gamma_k} + \frac{1}{E_k + E' + \frac{i}{2} \Gamma_k} \right) (-)^{2I_i} \sqrt{3(2I_i+1)} \frac{Z^2 e^2}{AMc^2} \delta_{if} \delta_{jo}$$

Le terme  $\Gamma_k$ , qui ne figure pas dans l'Hamiltonien, est introduit pour tenir compte de la largeur des états intermédiaires de la résonance géante.

Les termes  $g_j(\theta)$ , où  $\theta$  est l'angle entre la direction des photons incidents et diffusés, ont pour expression :

$$g_0(\theta) = \frac{1}{6} (1 + \cos^2 \theta)$$

$$g_1(\theta) = \frac{1}{4} (2 + \sin^2 \theta)$$

$$g_2(\theta) = \frac{1}{12} (13 + \cos^2 \theta)$$

On montre que seuls contribuent les termes  $\nu = 0$  et  $\nu = 2$  c'est-à-dire les polarisabilités scalaire et tensorielle.

Pour les noyaux pair-pairs ( $I_i = 0$ ) la diffusion élastique ne contient pas de terme tenseur (car il faut alors que  $I_f = j$ ) : c'est une diffusion purement scalaire.

Le terme tenseur peut conduire à une diffusion inélastique vers les premiers niveaux  $2^+$ , si les éléments de matrice de la polarisabilité nucléaire ne sont pas nuls. La mesure des distributions angulaires des photons diffusés permet une évaluation de ces deux types de diffusion dues à la polarisabilité scalaire et tensorielle,  $g_0(\theta)$  et  $g_2(\theta)$  étant très différents l'un de l'autre.

Pour les noyaux impairs la diffusion élastique comprend une diffusion scalaire et une diffusion tenseur si  $I_i > 1$ . Les transitions avec  $j = 2$  ont des contributions au niveau fondamental et aux niveaux  $I_i + 1$  et  $I_i + 2$ .

Situés dans le continuum, les états de la résonance géante sont très nombreux et interfèrent fortement entre eux. On démontre alors que, pour un noyau sphérique impair, la diffusion se réduit au terme scalaire. Ceci est déjà réalisé pour  $^{39}\text{K}$  : le coefficient  $a$ , de la distribution angulaire  $1 + a \cos^2 \theta$ , est égal à 1, de 19 à 30 MeV [11].

L'estimation des différents termes qui contribuent à la diffusion nécessite le calcul des éléments de matrice réduits de l'opérateur dipolaire, entre les états  $I_i$  et  $I_k$  et entre les états  $I_k$  et  $I_f$ . Un modèle de la structure nucléaire du noyau est donc nécessaire pour décrire :

- les fonctions d'onde des états  $I_i, I_k, I_f$
- l'opérateur dipolaire d'interaction dans le système intrinsèque du noyau.

## II - RELATION ENTRE LES SECTIONS EFFICACES DE DIFFUSION ET D'ABSORPTION

Le théorème optique de Bohr permet de relier la section efficace d'absorption à la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion scalaire

$$\sigma_A(E) = 4\pi \chi \quad I_m R(E, \theta = 0)$$

La diffusion cohérente ne comprend que la partie scalaire de la diffusion.

$$1.7 \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} = |R(E, \theta)|^2$$

La relation de dispersion relie la partie réelle et la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion

$$1.8 \quad \text{Re } R(E, \theta = 0) = \frac{E^2}{2\pi^2 \hbar c} \quad P \int \frac{\sigma_A(E') dE'}{E'^2 - E^2} + T$$

La section efficace de diffusion scalaire s'exprime alors à partir de la section efficace d'absorption :

$$1.9 \quad \frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta) = \left\{ \left| \frac{E^2}{2\pi \hbar c} \quad P \int \frac{\sigma_A(E') dE'}{E'^2 - E^2} + T \right|^2 + \left| \frac{E \sigma_A(E)}{4\pi \hbar c} \right|^2 \right\} \frac{1 + \cos^2 \theta}{2}$$

La différence entre la section efficace de diffusion mesurée et la section efficace de diffusion scalaire, calculée à partir des mesures d'absorption, détermine la grandeur de la diffusion tensorielle. Mais les sections efficaces expérimentales ne sont pas connues avec une précision suffisante. L'erreur moyenne sur les valeurs absolues est de 7 à 10 % pour l'absorption, et de 8 % pour la diffusion, soit au total 22 à 28 %. Une estimation quantitative est donc problématique, et la mesure des distributions angulaires reste le meilleur moyen de déterminer l'importance de la diffusion tensorielle.

## CHAPITRE II

### LES MODELES NUCLEAIRES

Le modèle collectif et le modèle particule-trou sont apparemment deux descriptions opposées du mécanisme de la résonance géante.

La validité du modèle collectif repose sur l'approximation adiabatique. Des calculs numériques montrent que l'erreur introduite est négligeable pour les noyaux de  $A \geq 50$ . S'il n'y a pas de relation directe entre le modèle collectif et la structure en couche des noyaux, Wild {15} a déduit les constantes du modèle collectif à partir de la force à deux corps de la fonction d'onde nucléaire, et Herzenberg et Pythian {16} dérivent les équations du même modèle à partir du modèle en couche par une méthode de perturbation évaluant le carré du rapport de l'énergie des états  $1p-1t$  non perturbés à l'énergie de l'état dipolaire.

#### I - LE MODELE COLLECTIF DYNAMIQUE POUR LES NOYAUX SPHERIQUES

Le modèle collectif hydrodynamique appliqué aux noyaux sphériques concentre toute l'intensité de la résonance géante dipolaire en un seul état dont l'énergie est fixée par les conditions à la surface nucléaire.

$$2.1 \quad E_R = \frac{2,08 \hbar}{R} \left( \frac{8K}{M} \frac{NZ}{A^2} \right)^{1/2}$$

où  $R$  est le rayon nucléaire,  $M$  la masse du nucléon, et  $K$  l'énergie de symétrie de la formule de masse de Bethe et Weizacker.

L'énergie de la résonance est inversement proportionnelle au rayon du noyau. Or dans les noyaux sphériques moyens, il existe des vibrations de surface quadrupolaires de grande amplitude. Le rayon nucléaire pouvant varier de 30 % doit entraîner un déplacement de la résonance géante, ou plutôt l'apparition de plusieurs raies.

Nous résumerons ici l'essentiel du modèle collectif dynamique dû à M.G. Huber, M. Danos, H.J. Weber, W. Greiner {5} ; le problème de

diffusion ayant été traité par H. Arenhövel {13} .

L'Hamiltonien du système complet s'écrit :

$$H = H_{\text{dip}} + H_{\text{quad}} + H_{\text{dip quad}} = H_0 + H_{\text{int}}$$

Les vibrations de surface quadrupolaires et les oscillations dipolaires sont décrites au moyen des variables collectives  $\alpha_{\lambda\mu}$ .

Les oscillations dipolaires sont induites par un potentiel  $V$  qui assure les vibrations d'une sphère de protons par rapport à une sphère de neutrons. Les densités s'expriment par :

$$\begin{aligned} 2.2 \quad \rho_p &= \rho_p(0) + \eta(\vec{r}, t) \\ \rho_n &= \rho_n(0) - \eta(\vec{r}, t) \end{aligned}$$

où la partie dépendante du temps vaut :

$$2.3 \quad \eta(\vec{r}, t) = \sum_{\nu} \alpha_{1\nu}(t) (-1)^{\nu} Y_{1-\nu} F_{j1}(k_0 r)$$

Les vibrations de surface s'expriment par :

$$\begin{aligned} 2.4 \quad R(\theta, \phi) &= R_0 \left\{ 1 + \sum_{\mu} a_{2\mu} (-1)^{\mu} Y_{2-\mu} \right\} \\ &= R_0 \left\{ 1 + \sqrt{5} (\alpha_2 Y_2)_0 \right\} \end{aligned}$$

$R_0$  étant le rayon d'équilibre. Dans ce qui suit, on ne considère que les vibrations harmoniques  $a_1 = a_{-1}$  et  $a_2 = -a_{-2}$ . L'opérateur pour les oscillations dipolaires et les vibrations de surface est alors :

$$\begin{aligned} 2.5 \quad H_0 = H_{\text{dip}} + H_{\text{quad}} &= -\frac{\sqrt{3}}{2} \left| \frac{1}{B_1} (\Pi_1 \Pi_1)_0 + C_1 (\alpha_1 \alpha_1)_0 \right| \\ &+ \frac{\sqrt{5}}{2} \left| \frac{1}{B_2} (\Pi_2 \Pi_2)_0 + C_2 (\alpha_2 \alpha_2)_0 \right| \end{aligned}$$

où  $\Pi_1$  et  $\Pi_2$  sont les moments conjugués.

$B_{\lambda}$  et  $C_{\lambda}$  les paramètres d'inertie et les constantes de rappel tel que  $E_{\lambda} = \hbar \omega_{\lambda} = \hbar \sqrt{\frac{C_{\lambda}}{B_{\lambda}}}$

$B_2$  et  $C_2$  sont déterminées, à partir du spectre à basse énergie, par l'énergie du premier niveau  $2^+$  et la probabilité de transition.

$$E_2 = \hbar \omega_2 = \hbar \sqrt{\frac{C_2}{B_2}}$$

$$B(E_2) = \left(\frac{3}{4\pi} Z R_0^2\right)^2 \beta_0^2 \quad \text{dans laquelle} \quad \beta_0 = \frac{5E_2}{2C_2}$$

$B_1$  et  $C_1$  sont déterminés par le modèle hydrodynamique.

$$E_1 = \hbar \sqrt{\frac{C_1}{B_1}} = 75 A^{-1/3}$$

L'opérateur d'interaction a la forme :

$$\begin{aligned} H_{int} = & K_1 (\alpha_2 \alpha_1 \alpha_1)_0 + K_{20} (\alpha_2 \alpha_2)_0 (\alpha_1 \alpha_1)_0 \\ 2.6 \quad & + K_{22} \left| (\alpha_2 \alpha_2)_2 (\alpha_1 \alpha_1)_2 \right|_0 \end{aligned}$$

des termes d'ordre plus élevés sont négligés qui correspondent à l'anharmonicité des vibrations de surface (mise en évidence par la non dégénérescence des états à deux phonons). Les constantes de couplage sont calculées dans l'approximation adiabatique.

$\frac{\hbar \omega_1}{\hbar \omega_2} \sim 20$  ; c'est-à-dire que pendant une oscillation dipolaire le noyau peut être considéré comme ayant une déformation stable : à tout moment il a une déformation triaxiale. L'énergie des trois modes de vibrations est alors donné par :

$$K_v = \frac{2,08}{R_v} \left\{ 1 + 0,88 \frac{\Delta R_v}{R_0} \right\}$$

Les constantes de couplages calculées dans cette approximation valent :

$$\begin{aligned} K_1 &= -1,588 C_1 \\ K_{20} &= -0,227 C_1 \quad \text{avec} \quad C_1 = \frac{8KZ^2}{A} \\ K_{22} &= -0,220 C_1 \end{aligned}$$

#### a) Solution de la matrice d'énergie

Pour résoudre l'équation de Schrödinger  $H\psi = E\psi$  où  $H$  est l'hamiltonien total, on ne peut pas employer de méthode de perturbation car les éléments de matrice de  $H_{int}$  sont grands (1 à 2,5 MeV) par rapport à l'espacement des niveaux dû aux vibrations de surface. Il faut donc

diagonaliser la matrice énergie sur la base des fonctions d'onde propres de  $H_{\text{dip}}$  et  $H_{\text{quad}}$ , couplées au moment angulaire  $l$ . Si  $|N_1 \ell_1 m_1\rangle$  est la fonction d'onde dipolaire avec  $N_1$  nombre de phonons dipolaires et  $\ell_1$  moment angulaire, et  $|N_2 v \ell_2 m_2\rangle$  est la fonction d'onde quadrupolaire avec  $N_2$  nombre de phonons quadrupolaires,  $\ell_2$  moment angulaire et  $v$  la séniorité, les états propres de  $H$  seront une superposition des fonctions de base de  $H_0$

$$2.7 \quad \Psi_n = \sum_k a_k (|N_1 \ell_1 m_1\rangle |N_2 v \ell_2 m_2\rangle) \frac{1}{M}$$

Par les éléments diagonaux de  $H$  interaction la résonance géante contribue à la constante de rappel des vibrations de surface. Pour les états  $1^-$  on utilise une constante renormalisée :

$$C_2^{\text{eff}} = C_2^{\text{exp}} + 0,368 \hbar \omega_1$$

Les éléments non diagonaux non nuls de  $H$  intmélangent, dans les états  $1^-$  de la résonance géante, des états à nombre de phonons  $N_1$  et  $N_2$  et séniorité  $v$  différents.

#### b) Éléments de matrice de l'opérateur d'interaction dipolaire

Pour évaluer les éléments de matrice de l'opérateur dipolaire, connectant les états initiaux, intermédiaires et finaux, l'opérateur dipolaire doit être exprimé dans le système des coordonnées intrinsèques du noyau. Le potentiel dipolaire qui engendre les oscillations dipolaires s'écrit

$$2.8 \quad D_{1M} = k \int \rho_o^{-1} (\rho_p - \rho_n)^2 dV \\ = \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \int_V \rho_p r Y_{1\mu} d\tau$$

Dans le système intrinsèque :

$$D^1 = D_0 \{ \alpha_1 + D_1 (\alpha_1 \alpha_2)_1 + \dots \}$$

Les constantes  $D_0$  et  $D_1$  sont calculées dans l'approximation adiabatique et valent :

$$D_0 = 0,478 \hbar \left\{ \frac{6NZ}{\pi A M \omega_1} \right\} \quad D_1 = 0,247 \beta_0$$

L'interaction dipole-quadrupole se manifeste dans l'opérateur dipolaire par le terme en  $\alpha_1 \alpha_2$ . Cette interaction forte divise la

résonance géante en plusieurs résonances d'énergies différentes, et conduit à une diffusion vers les niveaux excités  $2^+$ .

Si  $\Psi_0$  est l'état fondamental et  $\Psi_k$  l'état propre de la  $k^{\text{e}}$  résonance  $1^-$ , d'énergie  $E_k$  et de largeur  $\Gamma_k$ , la section efficace d'absorption est :

$$2.9 \quad \sigma(E) = \sum_k \frac{\sigma_k}{\left(\frac{E^2 - E_k^2}{E\Gamma_k}\right)^2 + 1}$$

$$\text{ou} \quad \sigma_k = 8\pi \frac{e^2}{\hbar c} \left| \langle \Psi_0 | D | \Psi_k \rangle \right|^2 \frac{E_k}{\Gamma_k}$$

$\Psi_k$  en raison de l'interaction dipole-quadrupole est un mélange d'états à plusieurs phonons quadrupolaires, où seuls les états de base contribuent :

$$2.10 \quad \Psi_k \sim p_k |11; 000; 1M\rangle + q_k |11; 112; 1M\rangle + \dots$$

La diffusion nécessite en outre le calcul des éléments de matrice de l'opérateur dipolaire entre états finaux et états intermédiaires: c'est le terme  $\langle I_f || D || I_k \rangle$  de la polarisabilité nucléaire. La structure de l'opérateur dipolaire conduit aux éléments de matrice suivants [13]

$$\begin{aligned} a) \quad & \langle 00; N_2 v \ell_2 \alpha; \ell_2 || \alpha_1 || 11; N_2 v \ell_2 \alpha; 1 \rangle = (-)^{\ell_2} \sqrt{3(2\ell_2+1)} \begin{Bmatrix} \ell_2 & 2 & \ell_2 \\ 11 & 1 & 1 \end{Bmatrix} \langle 00 || \alpha_1 || 11 \rangle \\ 2.11 \quad \text{et} \quad & b) \quad \langle 00; N_2' v' \ell_2' \alpha'; \ell_2' || (\alpha_1 \alpha_2)_1 || 11; N_2 v \ell_2 \alpha; 1 \rangle = 3\sqrt{2\ell_2'+1} \begin{Bmatrix} 0 & 1 & 1 \\ \ell_2' & \ell_2 & 2 \\ \ell_2' & 1 & 1 \end{Bmatrix} \langle 00 || \alpha_1 || 11 \rangle \\ & \times \langle N_2' v' \ell_2' \alpha' || \alpha_2 || N_2 v \ell_2 \alpha \rangle \end{aligned}$$

Les éléments de matrice (a) ne contiennent que la diffusion élastique tandis que les éléments de matrice (b) permettent de calculer la diffusion inélastique.

### c) Résultats qualitatifs

- Au lieu d'un seul état dipolaire, le couplage dipole-quadrupole engendre

un grand nombre d'états de la résonance géante. L'amplitude moyenne des vibrations de surface  $\beta_0$  joue un rôle important sur l'espacement des niveaux. Pour  $\beta_0 = 0,3$  les éléments de matrice de l'interaction sont de 1 à 2,5 MeV, et la structure de la résonance géante doit être très prononcée. Pour  $\beta_0 = 0,1$  ces mêmes éléments de matrice sont de l'ordre de 0,5 à 1 MeV. Seul subsiste un élargissement de la résonance géante.

- Existence d'une diffusion inélastique importante, due à une polarisation tensorielle non nulle, vers le premier état excité  $2^+$  à un phonon, et vers les états  $0^+$  et  $2^+$  du triplet à deux phonons.

La théorie n'est actuellement applicable qu'aux noyaux pair-pairs. Mais avec l'hypothèse de la formation d'un noyau impair par addition d'une particule (ou d'un trou) de spin J à un coeur pair-pair on démontre la relation suivante entre les amplitudes  $A_j$  de diffusion [17] :

$$A_j(\text{impair}) = (-)^{J+J_f+j+1} \left| \frac{2J_f + 1}{(2J+1)(2j+1)} \right|^{1/2} A_j(\text{pair-pair})$$

Dans une expérience à faible résolution, on ne sépare pas les états finaux formés d'où :

$$\sum_{J_f} \frac{2J_f + 1}{(2J+1)(2j+1)} = 1$$

La section efficace de diffusion totale d'un noyau impair est identique à celle du noyau pair-pair voisin et peut donc être comparée aux prévisions du modèle.

## II - LE MODELE EN COUCHE

### a) Modèle en couche sans déformation nucléaire

Le modèle particule-trou permet au moyen des techniques de la seconde quantification de traiter les excitations nucléaires à une ou plusieurs particules.

Une excitation nucléaire résulte alors de la création d'une particule et d'un trou de part et d'autre de la mer de Fermi.

L'état fondamental des noyaux à couches fermées (dans notre cas  $^{28}\text{Si}$  et  $^{32}\text{S}$ ) représente l'état de vide  $|0\rangle$ .

Dans l'approximation utilisée de Tamm-Dancoff, on néglige les corrélations dans l'état fondamental et on utilise une base sphérique c'est-à-dire n'impliquant pas la présence de déformations nucléaires.

L'Hamiltonien complet s'écrit comme la somme de deux termes, l'un  $H_0$  représente l'Hamiltonien de particule indépendante, l'autre V l'interaction résiduelle entre la particule A et le trou a

$$H = H_0 + V$$

En terme de seconde quantification

$$2.12 \quad H = \sum_j \epsilon_j : a_j^\dagger a_j : + \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} \langle \alpha\beta | V | \gamma\delta \rangle : \eta_\alpha^\dagger \eta_\beta^\dagger \eta_\delta \eta_\gamma :$$

-  $\eta^\dagger$  et  $\eta$  sont les opérateurs de création et d'annihilation de particule

-  $\epsilon_j$  valeurs propres de l'hamiltonien du modèle en couche.

Les valeurs propres et vecteurs propres de  $H$  sont obtenues en diagonalisant  $H$  dans l'espace complet des fonctions d'onde  $J, M, T, M_T$ . Cela nécessite de tenir compte pour les états  $1^- T = 1$  des excitations  $1p - 1t$ , de  $1 \hbar \omega$  et  $3 \hbar \omega$ . Mais en pratique les configurations  $3 \hbar \omega$  dans les noyaux légers sont à très grande énergie et on les néglige.  $H$  peut donc être diagonalisé sur une base restreinte.

Les valeurs propres  $\epsilon_j$  de  $H_0$  sont déterminées par les énergies des états excités des noyaux à  $A-1$  ou  $A+1$  particules. L'interaction résiduelle conduit à un mélange de configurations

$$2.13 \quad |\psi_{JM, TM_T}\rangle = \sum_{Aa} \chi_{Aa} |(Aa)_{JM, TM_T}\rangle$$

$\chi_{Aa}$  étant les coefficients du mélange de configurations.

Ainsi apparaît le caractère collectif des solutions du problème séculaire (aussi bien pour les états  $T=1$  que  $T=0$ ). Pour calculer les probabilités de transition, entre un état initial excité  $i$  et un état final  $f$  excité ou l'état fondamental, on doit déterminer les éléments de matrice de l'opérateur dipolaire électrique connectant les états  $i$  et  $f$ .

L'opérateur dipolaire électrique  $O = \sum_{i=1}^A \frac{1+\tau_3}{2} \cdot \vec{r}_i$  s'écrit en seconde quantification :

$$2.14 \quad O_\mu^\lambda = \sum_{\alpha\beta} \langle \alpha | O_\mu^\lambda | \beta \rangle \eta_\alpha^\dagger \eta_\beta$$

On calcule alors

$$2.15 \quad \langle f | O_\mu^\lambda | i \rangle$$

$$\text{ou} \quad |i\rangle = \sum_{Aa} \chi_{Aa} |(Aa)_{J_i M_i, T_i M_{T_i}}\rangle$$

$$\text{et} \quad |f\rangle = \sum_{Bb} \chi_{Bb} |(Bb)_{J_f M_f, T_f M_{T_f}}\rangle$$

b) Modèle en couche avec déformation nucléaire

La déformation nucléaire est causée par l'interaction nucléon-nucléon des nucléons de la couche 2s,1d soumis au champ du coeur  $^{16}\text{O}$ . Les particules de cette couche remplissent alors des orbitales déformées

$$| \lambda, k \rangle = \sum_{J=1/2, 3/2, 5/2} c_{\lambda k}^J | j k \rangle$$

$|j, k\rangle$  est un état du modèle en couche sphérique. Le mélange de configurations  $jk$  indique le degré de déformation.

Pour calculer les états de la résonance géante H. Bassichis et S. Schech [18] couplent la vibration intrinsèque au coeur tournant de  $^{16}\text{O}$ .

$$H = \frac{\hbar^2 R^2}{2J} + h \text{ intr.}$$

Les fonctions d'onde de la résonance géante sont alors le produit de fonctions d'onde de rotation et de fonctions d'onde intrinsèques

Etats  $K = 0$

$$\psi_{M, K=0}^{I=1^-} = \sqrt{\frac{2I+1}{8\pi^2}} \mathcal{D}_{M, K=0}^I (e_i) \phi_{K=0}(\vec{r})$$

Etats  $K = 1$

$$\psi_{M, K=1}^{I=1^-} = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi}} \left\{ \mathcal{D}_{M, K=1}^I (e_i) \phi_{K=1} (-)^{I+1} \mathcal{D}_{M, K=-1}^I (e_i) \phi_{K=-1}(\vec{r}) \right\}$$

On calcule les fonctions d'onde intrinsèques en diagonalisant l'interaction résiduelle particule-trou sur la base des états HF déformés. Les résultats conduisent à distinguer deux types d'états :

- les états  $K = 0$  à basse énergie (20 MeV) qui sont des transitions  $(2s, 1d)^- \rightarrow (1f, 2p)$
- les états  $K = 1$  à énergie plus élevée, vers 26 MeV composés essentiellement de transitions  $(1p)^- \rightarrow (2s, 1d)$ .

## CHAPITRE III

### TECHNIQUES EXPERIMENTALES

Les mesures de diffusion des photons dans la zone de la résonance géante ( de 12 à 30 MeV environ) sont peu nombreuses du fait des difficultés expérimentales dues aux caractéristiques des sources de photons dont on dispose actuellement, et aux sections efficaces très faibles par rapport aux autres phénomènes d'interaction des photons avec le noyau ou son cortège électronique.

Les sources de photons sont de deux types :

- Faisceau de freinage produit par l'accélération des électrons au moyen d'un bétatron. Fuller et Hayward {19} obtenaient la section efficace de diffusion point par point, en faisant varier l'énergie maximum  $E_m$  du faisceau de freinage, et en comparant l'extrémité du spectre obtenu avec et sans diffuseur. M. Langevin et A. Bussière {10} détectent directement le spectre des photons diffusés. Cette méthode d'analyse est beaucoup plus précise et rapide. Elle donne des résultats comparables aux sections efficaces obtenues avec un monochromateur {20-21}, et permet une étude systématique de différents types de noyaux.

- Photons monochromatiques. Il existe deux méthodes expérimentales : création d'un faisceau monochromatique par annihilation en vol des positrons {22-23}, ou sélection dans un spectre de freinage d'un photon d'énergie déterminée par une coïncidence entre le photon diffusé et l'électron d'énergie dégradée qui a créé le photon incident {24}. La faible intensité des photons monochromatiques obtenue par cette deuxième méthode en exclut jusqu'à présent l'utilisation pour l'étude du phénomène de diffusion.

#### I - DISPOSITIF EXPERIMENTAL

a - Source de photons. Le bétatron du laboratoire de synthèse atomique et d'optique protonique peut accélérer les électrons jusqu'à une énergie maximum de 34 MeV. Les électrons circulent sur une orbite fixe. Un circuit d'expansion les défléchit sur une cible interne de platine. Les photons obtenus sont émis

vers l'avant dans un cône d'ouverture très faible. Le faisceau est collimaté et traverse le mur de protection dans une enceinte sous vide avant d'atteindre la cible {Figure 1} . En modifiant la disposition du mur de protection, séparant la

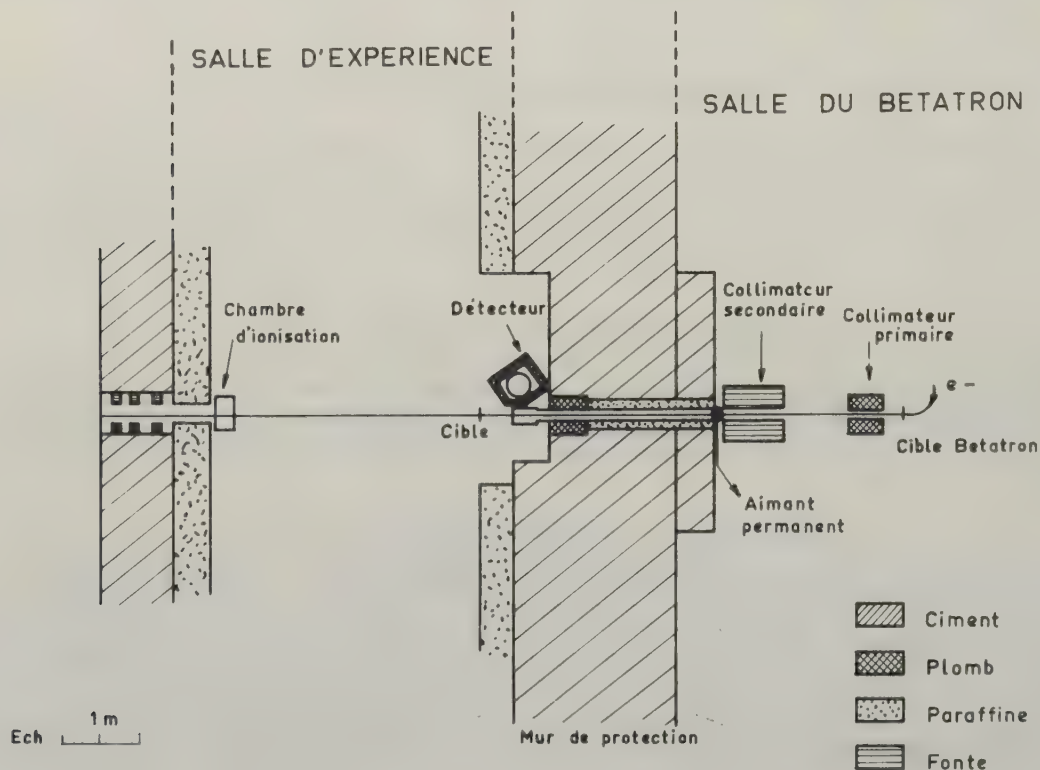


Fig.1 - Ensemble expérimental

salle du bétatron de la salle d'expérience, on a ramené la distance source de photons-cible de 6m à 4m60.

Le taux de répétition est de 55 impulsions par seconde. Si  $N$  est le nombre d'impulsions de durée  $\tau$  fournies par le détecteur pendant le temps  $T$ , durée de l'impulsion du faisceau, le nombre de coïncidences fortuites est

$$N_f = \tau \frac{N^2}{T^2}$$

et le taux d'empilement

$$\frac{N_f}{N} = \tau \frac{N}{T}$$

Plutôt que de réduire l'intensité du faisceau où l'épaisseur des cibles, on a intérêt à augmenter T. La durée de l'impulsion dépend essentiellement de la vitesse de l'expansion, pendant laquelle le rayon de l'orbite des électrons sera agrandi, donc de la rapidité avec laquelle le courant d'expansion croît. Normalement l'amplitude du courant d'expansion est sinusoïdale. Si l'on déforme convenablement cette impulsion, on pourra obtenir une expansion très lente de l'orbite des électrons au moment où ceux-ci commencent à frapper la cible. Ceci a été réalisé en introduisant dans le circuit d'expansion, un circuit résonnant L-C à capacité et self variable qui superpose à la fréquence fondamentale la troisième harmonique. Sur la figure 2 on peut voir la forme de l'impulsion d'expansion et du faisceau de photons obtenu. Celui-ci a une durée qui dépend un peu de l'énergie des électrons, et est comprise entre 200 et 250  $\mu$ s au lieu de 50  $\mu$ s.

b) Détecteur. Le détecteur utilisé est un cristal cylindrique de NaI(Tl) de 22,86 cm de diamètre et de 16,51 cm de hauteur, couplé à six photomultiplicateurs. L'axe cylindrique du cristal est vertical. Cette disposition et l'augmentation de la taille du cristal diminue la possibilité d'échappement des rayonnements  $\gamma$  de 0,511 MeV émis par création de paire, et des rayonnements  $\gamma$  subissant des diffusions Compton dans le cristal. Le nombre d'impulsions qui correspond à l'absorption de toute l'énergie des rayons  $\gamma$  augmente. Pour la raie de 15,1 MeV la résolution est de 9,5 %.

Le cristal est monté sur un table tournante permettant des rotations de  $90^\circ$  à  $150^\circ$  par rapport à la direction du faisceau incident. Une protection de 10 cm de plomb entoure le cristal. Un collimateur de 5 cm de diamètre définit l'angle solide sous lequel on voit la cible. Le remplissage du collimateur par un mélange de paraffine et de carbure de bore diminue les phénomènes dus à la détection des neutrons issus de la cible. Un absorbant supplémentaire de 3 mm de Plomb diminue considérablement la détection des photons diffusés de basse énergie (au-dessous de 1 MeV).

En tenant compte de la correction de transmission des photons à travers les parois du collimateur et de l'absorption dans le cristal, le produit angle solide  $\times$  efficacité ( $\epsilon \times \Delta \Omega$ ) est de  $1,58 \cdot 10^{-2}$  à 19 MeV.

### c) Système d'analyse

Le système d'analyse a été entièrement transistorisé. Il comprend un préamplificateur de charge, un amplificateur avec mise en forme des impulsions et un amplificateur loupe à seuil. Un système de porte, ouverte pendant la durée de l'impulsion du faisceau élimine pratiquement le bruit de fond dû au rayonnement cosmique. Le spectre d'impulsion est finalement enregistré sur un analyseur de 100 canaux.

Les sections efficaces faibles nécessitant des mesures de longue durée, la stabilité de l'ensemble du système d'analyse est d'une grande importance. Une source de  $^{137}\text{Cs}$  maintenue en permanence devant le cristal fournit une raie de référence, et les variations de gain sont compensées de façon continue par une tension de correction fournie par un stabilisateur de spectre. La stabilité obtenue est très satisfaisante et les variations de gain sont

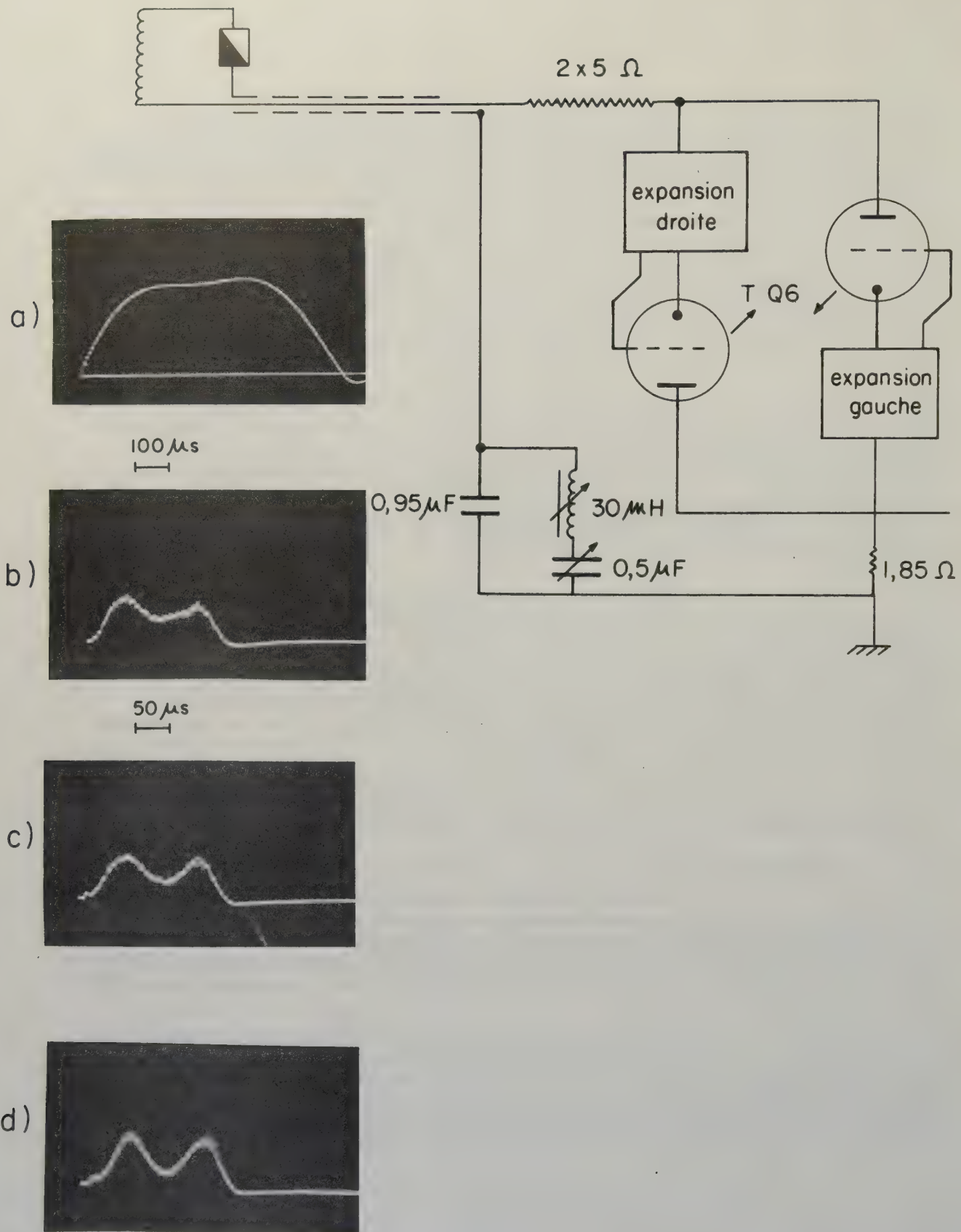


Fig.2 - Circuit d'expansion modifié (circuit a self et capacité variables)

a- impulsion d'expansion . b,c,d, forme de l'impulsion du faisceau de photons à 25,27 et 29 MeV

compensées à mieux de 0,5 %.

Le rayonnement diffusé de 15,1 MeV par le  $^{12}\text{C}$  sert à l'étalonnage en énergie. Nous ne disposons pas de photons monochromatiques d'énergie supérieure pour vérifier la linéarité de réponse du scintillateur. Mais de nombreuses expériences montrent qu'elle est linéaire jusqu'à au moins 28 MeV {25}. On peut donc considérer qu'entre 10 et 30 MeV, il n'y a pas d'erreur notable dans notre étalonnage en énergie.

## II - PHENOMENES PARASITES

La difficulté des mesures de diffusion provient de l'importance des phénomènes parasites qui ont leur origine dans la cible et sont essentiellement de 3 types :

- a) L'interaction électronique et l'effet de paire
- b) La capture radiative des neutrons dans le cristal

Le phénomène prépondérant est la capture radiative par  $^{127}\text{I}$  qui donne lieu à un spectre qui s'étend jusqu'à l'énergie maximum des neutrons produits par la réaction  $(\gamma, n)$  dans la cible.

c) Les réactions  $(\gamma n \gamma')$  et  $(\gamma p \gamma')$ . Le rayonnement, dû à la désexcitation des niveaux excités des noyaux résiduels formés par émission de neutrons ou de protons, est détecté par le cristal et il peut atteindre de 6 à 8 MeV. Ce dernier phénomène est prépondérant dans les noyaux légers mais doit subsister pour les noyaux moyens et lourds ; pour deux noyaux voisins  $^{75}\text{As}$  et  $^{89}\text{Y}$  par exemple, on constate que l'importance relative du bruit de fond est très différente. Le phénomène de capture radiative est proportionnel à la section efficace intégrée  $(\gamma, n)$  qui est à peu près identique pour  $^{75}\text{As}$  et  $^{89}\text{Y}$ , alors que la section efficace de diffusion est proportionnelle au carré de la section efficace maximum qui elle, est deux fois plus petite pour  $^{75}\text{As}$  que pour  $^{89}\text{Y}$ . Ainsi pour les noyaux moyens, dont la largeur de la résonance géante est très grande, nous nous trouvons dans des conditions expérimentales plus difficiles que dans le cas des noyaux légers ou des noyaux lourds sphériques.

## III - MESURE DU FLUX ET DETERMINATION DES SECTIONS EFFICACES EN VALEUR ABSOLUE

Une chambre d'ionisation à paroi épaisse de graphites due à C. Schull {26} est utilisée pour la mesure du flux de photons. Soit  $N(E, E_m)$  le nombre de photons par MeV d'énergie  $E$ , incidents sur la chambre dans un spectre de freinage d'énergie maximum  $E_m$

$$3.1 \quad N(E, E_m) = \frac{\phi(E, E_m)}{E} f(E) \frac{Q(E_m)}{F(E_m)}$$

- $\frac{\phi(E, E_m)}{E}$  est le nombre de photons par MeV dans un spectre de freinage d'énergie maximum  $E_m$
- $f(E)$  la transmission pour des photons d'énergie  $E$  à travers les matériaux placés devant la chambre.
- $Q(E_m)$  est la charge recueillie par la chambre
- $F(E_m)$  la réponse de la chambre c'est-à-dire la charge recueillie pour un photon d'énergie  $E$  incident sur la paroi frontale

$$F(E_m) = \int_0^{E_m} R(E) N(E, E_m) E dE$$

Le terme  $R(E)$ , rendement de la chambre pour un photon incident sur la chambre, dépend du diamètre du faisceau de photons. Dans nos mesures ce diamètre est de 6 cm, le collimateur secondaire ayant été modifié. Il s'en suit une modification de la réponse de la chambre d'environ 15 % par rapport aux valeurs antérieures.

Mais les incertitudes contenues dans le calcul de la réponse de la chambre nous ont conduit à normaliser cette réponse par rapport à la section efficace intégrée de la raie de 15,11 MeV du  $^{12}\text{C}$ . Des mesures récentes {28}{29}{30}{31} ont déterminé avec plus de précision la valeur de la section efficace intégrée.

On a :

$$\int \sigma(E) dE = \frac{(\pi \hbar c)^2}{E^2} \cdot \frac{2J+1}{2J_0+1} \cdot \frac{\Gamma_0^2}{\Gamma}$$

ou  $J_0$  et  $J$  sont les spins de l'état initial et final

$\Gamma_0$  la largeur radiative vers le fondamental

$\Gamma$  la largeur totale du niveau

La section efficace intégrée dépend donc de la détermination précise de  $\Gamma$  et  $\Gamma_0$ . Les mesures récentes de fluorescence nucléaire et de diffusion inélastique des électrons conduisent à des largeurs  $\Gamma$  identiques. D'autre part, H.W. Kuehne {27} donne une valeur  $\frac{\Gamma_0}{\Gamma}$  de 1, et Seward {28} estime que la diffusion inélastique est inférieure à 2 %, limite qui est aussi celle que nous pouvons fixer par l'examen de nos spectres expérimentaux. De ces valeurs expérimentales rassemblées dans le tableau 3-1, on détermine une valeur moyenne de la section efficace intégrée de :

$$\int \sigma(E) dE = 1,82 \text{ MeV/mb} \pm 0,08$$

Tableau 3-1

|                         | (27)            | (29)            | (30)            | (31)          |
|-------------------------|-----------------|-----------------|-----------------|---------------|
| $\Gamma_o$ (eV)         | $37 \pm 5$      | $40 \pm 5$      | $36 \pm 3$      | $39 \pm 4$    |
| $\Gamma$ (eV)           | $39 \pm 5$      | $45 \pm 10$     |                 |               |
| $\sigma dE$<br>(MeV/mb) | $1,80 \pm 0,20$ | $1,82 \pm 0,12$ | $1,75 \pm 0,08$ | $1,90 \pm 10$ |

Les erreurs possibles dans le calcul des sections efficaces ont leur origine dans

- la détermination de l'angle solide sous lequel on voit la cible à partir du détecteur, car une partie des photons qui traverse les parois du collimateur sont détectés par le cristal ( $\sim 2\%$ )
- la détermination de l'absorption dans le cristal et dans les absorbants placés dans le collimateur ( $\sim 0,5\%$ )
- la détermination de l'absorption dans tous les matériaux placés entre l'anticathode et la chambre d'ionisation ( $0,3\%$ )
- la dimension finie de la cible ( $\sim 0,3\%$ )
- la réponse du cristal à basse énergie pour les photons de 15,11 MeV. Les résultats de Tanner{32} et Lochstet {33} montrent que le nombre d'impulsions entre 0 et 10 MeV est pratiquement négligeable ( $\sim 5\%$ )
- l'erreur sur la section efficace intégrée de la raie de 15,1 MeV ( $4,5\%$ ).  
L'erreur quadratique moyenne est de  $7\%$ .

La diminution des valeurs des sections efficaces de diffusion pour  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{28}\text{Si}$  et  $^{32}\text{S}$  par rapport à celles mesurées par J.M. Loiseaux {11} est en accord avec l'introduction du terme correctif (0,86) normalisant la réponse de la chambre d'ionisation.

#### IV - CALCUL DES SECTIONS EFFICACES DE DIFFUSION

Le problème est de restituer à partir du spectre d'impulsion  $P_j$ ,  $j$  étant le canal dans lequel l'impulsion est détectée ( $j = 1, 2, \dots, n$ ), le spectre d'énergie  $P_i$ . Si  $m_{ij}$  est la fonction réponse du scintillateur on a :

$$P_i = \sum_{j=1}^n m_{ij}^{-1} P_j$$

La méthode de résolution analytique donne des résultats identiques.

Si  $n_Y(E)$  est le nombre de photons d'énergie  $E$  détectés par le cristal, et

$N(V, E_m)$  le nombre d'impulsions de hauteur  $V$ , on a :

$$3.2 \quad N(V, E_m) = \int_0^{E_m} n_Y(E) G(E, V) dE$$

où  $G(E, V)$  est la probabilité pour qu'un photon d'énergie  $E$  donne une impulsion de hauteur  $V$  dans le cristal. On doit donc rechercher une solution pour  $n_Y(E)$ . Cette méthode due à Penfold et Garwin {34} a déjà été décrite de nombreuses fois et nous n'indiquerons ici que l'expression de  $n_Y(E)$  pour notre cristal, dont la résolution  $\frac{\Delta E}{E}$  est de 9,5 %

$$3.3 \quad n_Y(E) = \frac{N(V, E_m) - 0,564 N(1,06 V, E_m)}{0,495}$$

Nous pouvons alors déterminer la section efficace de diffusion

$$3.4 \quad \left. \frac{d\sigma(E)}{d\Omega} \right)_\theta = \frac{n_Y(E) \cdot C}{N(E_m, E) \cdot n_X \cdot \Delta\Omega(E) \epsilon(E)}$$

- $N(E_m, E)$  nombre de photons d'énergie  $E$  du spectre de freinage d'énergie maximum  $E_m$ , par  $\frac{1}{4}$  de MeV incident sur la cible.
- $C$  : facteur qui tient compte de la réponse normalisée de la chambre
- $n_X$  : nombre d'atomes par  $cm^2$  de la cible
- $\Delta\Omega(E) \epsilon(E)$  : produit de l'angle solide par l'efficacité du détecteur.

Nous ne pouvons séparer la diffusion inélastique de la diffusion élastique, à cause du pouvoir de résolution du détecteur et de la nature continue du spectre de photons incidents. La section efficace de diffusion pour une énergie maximum  $E_m$  est donc en réalité :

$$3.5 \quad \frac{d\sigma(E)}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{el}(E)}{d\Omega} + \frac{d\sigma_{inel}(E+\Delta E)}{d\Omega} + \dots$$

où  $\Delta E$  est l'énergie du niveau excité vers lequel a lieu la diffusion inélastique.

Or

$$\frac{d\sigma(E)}{d\Omega} \text{ calculée} = k \left( \frac{N_{el}^E(E)}{N_Y(E)} + \frac{N_{inel}^E(E+\Delta E)}{N_Y(E)} \right)$$

avec  $N_{el}^E(E)$  nombre de photons élastiques d'énergie  $E$

$N_{inel}^E(E+\Delta E)$  nombre de photons inélastiques à l'énergie  $E$ , provenant d'un niveau d'énergie  $E + \Delta E$

$N_Y(E)$  nombre de photons incidents d'énergie  $E$  dans le spectre de freinage d'où :

$$\frac{d\sigma(E)}{d\Omega} \text{ vraie} - \frac{d\sigma(E)}{d\Omega} \text{ calculée} = k \left( N_{inel}^E(E+\Delta E) \frac{N_Y(E) - N_Y(E+\Delta E)}{N_Y(E) N_Y(E+\Delta E)} \right)$$

En tenant compte de la diffusion inélastique maximum possible déduite des mesures expérimentales et pour  $\Delta E = 1,5$  MeV, l'erreur n'est que de 1 %. Dans la plupart des cas elle est plus faible. Ni la forme, ni la valeur absolue de la section efficace déduite du spectre expérimental ne sont donc affectées par cette approximation et  $\frac{d\sigma(E)}{d\Omega}$  calculée représente bien  $\frac{d\sigma(E)}{d\Omega}$  vraie.

#### V - DISTRIBUTIONS ANGULAIRES

Dans le cas d'un noyau pair-pair contribuent à la diffusion :

- La diffusion élastique vers le fondamental dont la distribution angulaire est  $1 + \cos^2\theta$
- La diffusion inélastique vers les premiers niveaux  $2^+$  de forme  $1 + \frac{1}{13} \cos^2\theta$  et la diffusion inélastique vers les niveaux  $0^+$

La détermination du coefficient  $a(E)$  permet alors d'évaluer la contribution de la diffusion inélastique, ou du terme tenseur. Nous distinguerons deux cas selon le type de noyaux étudié. Pour les noyaux sphériques vibrationnels nous comparerons les coefficients  $a(E)$  expérimentaux et théoriques

$$3.6 \quad a(E) = 1 - \frac{12}{13} \frac{d\sigma_2}{d\sigma_0 + d\sigma_2} \Big|_{\theta = 90^\circ}$$

$\frac{d\sigma_2}{d\Omega}$  est la somme de la diffusion vers les niveaux finaux  $2^+$ , et  $\frac{d\sigma_0}{d\Omega}$  la somme de la diffusion vers le fondamental et les niveaux finaux  $0^+$ . Puisqu'il y a diffusion inélastique vers le niveau excité à deux phonons  $0^+$ , on ne peut calculer la diffusion tensorielle à partir de la valeur de  $a(E)$ .

Pour  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{28}\text{Si}$  et  $^{32}\text{S}$  la diffusion inélastique n'a lieu que vers le premier niveau  $2^+$ , ce qui entraîne

$$3.7 \quad \left. \frac{d\sigma_{2^+}}{d\sigma_{0^+}} \right|_{\theta=90^\circ} = \frac{1-a(E)}{a(E) - \frac{1}{13}}$$

Dans ces noyaux, l'énergie d'excitation des premiers niveaux  $2^+$  est assez élevée pour que l'on tienne compte de la variation de la section efficace avec l'énergie. Si  $\Delta E$  est l'intervalle d'énergie entre le fondamental et le premier  $2^+$ , à l'énergie  $E$  on détecte les photons diffusés élastiquement d'énergie  $E$  et les photons diffusés inélastiquement de même énergie, mais provenant d'états de la résonance géante à l'énergie  $E + \Delta E$ . Si on divise le spectre expérimental en intervalles de largeur  $\Delta E$ , la distribution angulaire mesurée dans l'intervalle

$\Delta E_i$  est  $a_i$

et l'on a

$$\left. \frac{N_{inel}^{i-1}}{N_{el}^i} \right|_{90^\circ} = \frac{1 - a_i}{a_i - \frac{1}{13}} = \alpha_i$$

D'autre part le nombre total d'impulsions dans l'intervalle  $i$  est

$$N_{90^\circ}^i = N_{inel}^{i-1} + N_{el}^i$$

On obtient finalement en intégrant sur tout l'angle solide

$$3.8 \quad \frac{\sigma_{inel}^{i-1}}{\sigma_{el}^{i-1}} = 0,77 \left( \frac{N_i}{N_{i-1}} \right)_{90^\circ} \frac{\alpha_i (1 + \alpha_{i-1})}{1 + \alpha_i}$$

Ce rapport est directement comparable à celui calculé théoriquement.

#### VI - CORRECTION A LA SECTION EFFICACE CALCULEE A $150^\circ$

$$\text{Posons} \quad A = \frac{N_{inel}^E(E+\Delta E)}{N_{el}^E(E)} \bigg|_{150^\circ} = 0,604 \quad \frac{1-a}{a - \frac{1}{13}}$$

où  $N_{el}^E(E)$  nombre de photons élastiques d'énergie  $E$

$N_{inel}^E(E + \Delta E)$  nombre de photons inélastiques d'énergie  $E$

D'après 3-5 on déduit :

$$\frac{d\sigma(E)}{d\Omega} \text{ el } (150^\circ) = \frac{d\sigma(E)}{d\Omega} \text{ cal } \frac{1}{1+A}$$

3.9 et

$$\frac{d\sigma(E)}{d\Omega} \text{ inélastique} = \frac{A}{A+1} \frac{d\sigma(E)}{d\Omega} \text{ cal } \frac{N_Y(E)}{N_Y(E + \Delta E)}$$

On peut ainsi en déduire les sections efficaces de diffusion élastique et inélastiques. Mais comme  $a_i$  n'est déterminé que dans un intervalle d'énergie  $\Delta E$ ,  $a_i$  ne représente qu'une moyenne et, les sections efficaces déduites ne pourront s'exprimer que sous la forme d'Histogrammes.



## CHAPITRE IV

### DIFFUSION PAR LES NOYAUX SPHERIQUES MOYENS

Les trois noyaux  $^{75}\text{As}$ ,  $\text{Se}$  et  $^{89}\text{Y}$  ont des sections efficaces d'absorption pratiquement identiques : théoriquement la variation est de 10 % et expérimentalement de 2 %. Les sections efficaces de diffusion varient comme  $1/\Gamma^2$  (si on néglige la diffusion Thomson qui est petite, et l'existence de plusieurs résonances). Qualitativement on constate :

- que la section efficace maximum de  $^{75}\text{As}$  est quatre fois plus petite que pour  $^{89}\text{Y}$ .
- une variation marquée de la forme de la résonance pour les deux noyaux voisins  $^{75}\text{As}$  et  $\text{Se}$ .

Dans le cas de  $^{75}\text{As}$  il n'y a même plus de maximum, et comparée aux noyaux lourds ayant une déformation permanente, la structure de la résonance est beaucoup plus complexe.

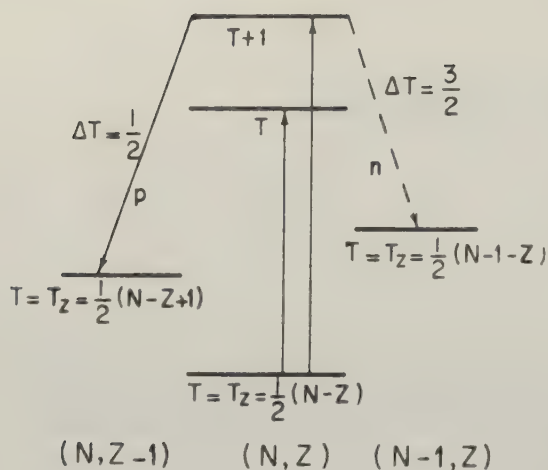
C'est à partir des caractéristiques de la résonance géante des noyaux sphériques moyens qu'a été élaboré le modèle collectif exposé au chapitre II. Mais avant de présenter nos résultats concernant ces noyaux, nous discuterons le cas de  $^{89}\text{Y}$  qui met en évidence un autre phénomène, l'existence d'états analogues de la résonance géante.

#### I - DIFFUSION PAR $^{89}\text{Y}$ ET ETAT ANALOGUE DE LA RESONANCE GEANTE

Dans les noyaux où  $N > Z$ , on doit former par excitation dipolaire des états de spin isotopique  $T_{<} = T$  et  $T_{>} = T + 1$  dont la séparation en énergie est fonction de la dépendance isotopique des forces nucléaires {35} .

$$4.1 \quad E_{T_{>}} - E_{T_{<}} = \frac{T+1}{T} U$$

où  $U$  est l'énergie de symétrie, égale à la différence de l'interaction nucléaire d'un neutron et d'un proton équivalent avec le noyau. Pour  $^{89}\text{Y}$ , on a approximativement  $E_{T_{>}} - E_{T_{<}} \approx 5 \text{ MeV}$ .



La résonance  $T_>$  a les caractéristiques suivantes :

- l'émission de neutron est supprimée ( $\Delta T = \frac{3}{2}$ ), seule l'émission de proton est permise.

Comme à l'énergie de la résonance  $T_<$  l'émission de proton est supprimée par la barrière de potentiel, le décalage de 5 MeV observé entre les maximums des sections efficaces  $(\gamma, n)$  et  $(\gamma, p)$ , pour les noyaux moyens (du Cr à l'étain) est en général attribué à l'existence des composantes  $T_<$  et  $T_>$  de la résonance géante. Toutefois il est nécessaire de prouver le caractère dipolaire des transitions à haute énergie.

- l'intensité de l'état  $T_>$  diminue lorsque le nombre de neutrons en excès augmente.

L'observation de cette résonance  $T_>$  par diffusion des photons demande des circonstances telles :

- que l'on soit dans une région de noyaux à couche fermée, sinon on ne pourra distinguer dans la structure de la résonance géante ce qui sera dû à la résonance  $T_>$  ou au couplage des vibrations de surface avec les oscillations dipolaires.
- que son intensité ne soit pas trop faible par rapport à la résonance  $T_<$ , ce qui nous limite à des noyaux moyens.

Ces conditions sont réunies pour l'Yttrium et le Zirconium. Nous avons choisi l'Yttrium qui est monoisotopique ( $^{89}\text{Y}$ ). La résonance géante de ce noyau est particulièrement étroite ( $\Gamma = 3,95$  MeV) et se décompose en une seule raie de Lorentz. Deux mesures de section efficace  $(\gamma, n)$  donnent des paramètres qui ne diffèrent que par la position du maximum.

| $E_m$ (MeV)      | $\sigma_{\max}$ | $\Gamma$ (MeV)  | Référence              |
|------------------|-----------------|-----------------|------------------------|
| $16,76 \pm 0,06$ | $185 \pm 12$ mb | $3,95 \pm 0,03$ | B.L. Berman et al (36) |
| 16,3             | 191             | 3,8             | P.F. Yergin et al (37) |

La section efficace de diffusion a été mesurée avec une énergie maximum du faisceau de photons de freinage de 32 MeV. La comparaison avec la section efficace calculée par la relation de dispersion montre :

- que le maximum de la section efficace est en accord avec la valeur de P.F.

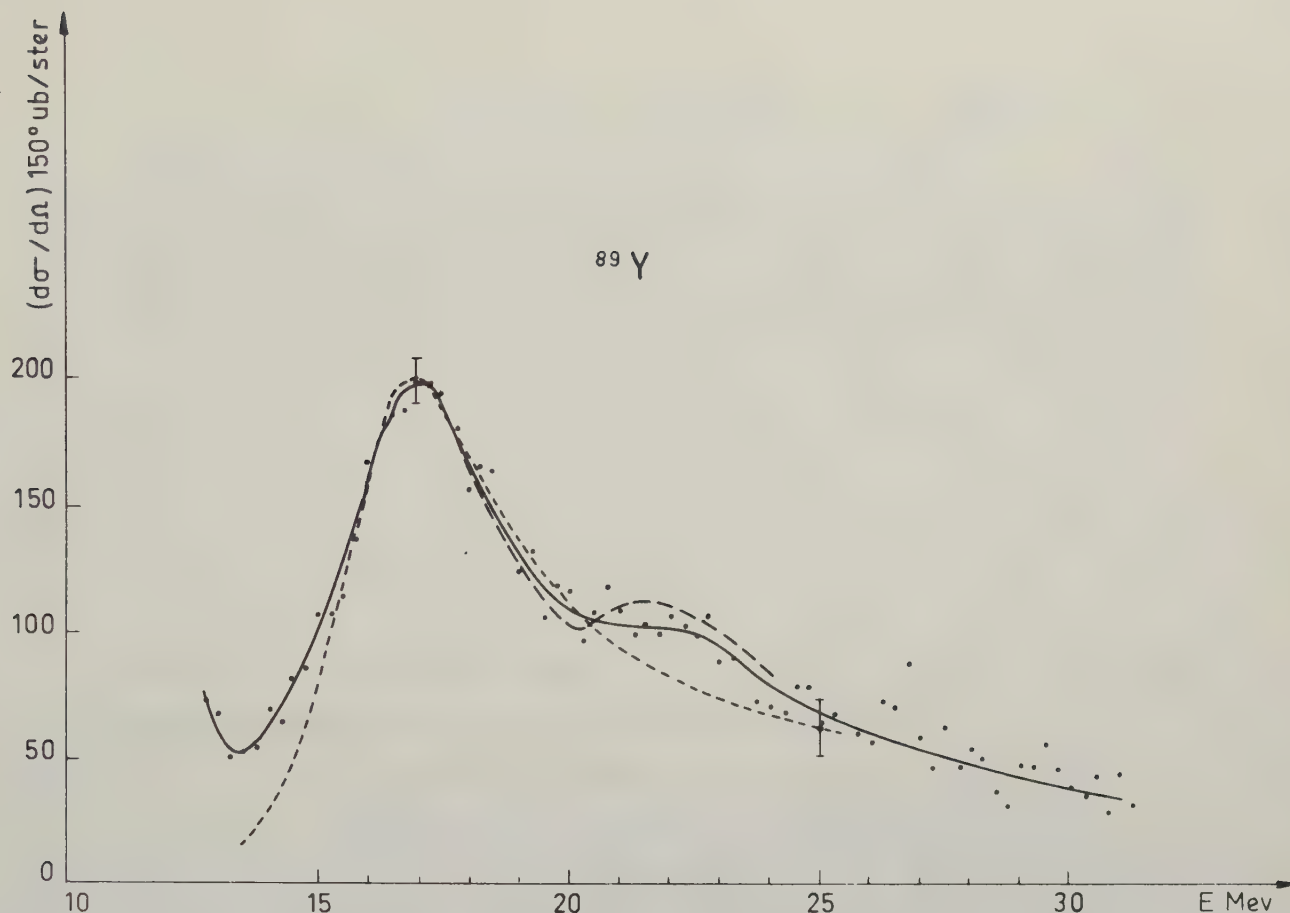


Fig. 3 -  $^{89}\text{Y}$  sections efficaces différentielles de diffusion à  $150^\circ$  : expérimentale (—) ; calculée par la relation de dispersion et normalisée (....) et avec une deuxième résonance à 21,5 MeV (---).

YERGIN et al ( $E_m = 16,3$  MeV) décalée de 0,5 MeV par rapport à celle déterminée par B.L. BERMAN et al.

- que le désaccord entre les valeurs absolues est compatible avec l'erreur sur  $\sigma_m$  (6 % soit 12 % en diffusion) et sur la section efficace de diffusion expérimentale (8 %).

Normalisées, les 2 courbes ont des formes identiques, sauf entre 18 et 20 MeV où les points expérimentaux sont légèrement en-dessous de la courbe calculée, et entre 20 et 24 MeV où ils se situent au-dessus. On met aussi en évidence la présence d'une deuxième résonance (l'interférence est négative avant le maximum, positive après). La section efficace  $(\gamma, p)$  n'a pas été mesurée pour  $^{89}\text{Y}$ , mais pour le noyau voisin Zr la résonance a pour paramètres {38} :  $E_m = 22$  MeV,  $\sigma_{\max} = 40$  mb,  $\Gamma = 4$  MeV. Les valeurs pour  $^{89}\text{Y}$  doivent être assez voisines et de l'ajustement de la courbe théorique à la courbe expérimentale on déduit pour la deuxième résonance :

$$E_m = 21,5 \pm 0,2 \text{ MeV} \quad \sigma_{\max} = 20 \pm 2 \text{ mb} \quad \Gamma = 4 \text{ MeV}$$

La résonance à 21,5 MeV représente 10 % de l'intensité dipolaire totale.

Des considérations géométriques simples dans l'espace de spin isotopique montrent que l'intensité de l'état  $T_>$  est  $\left(\frac{1}{T+1}\right)^{1/2}$  soit 17 % pour  $^{89}\text{Y}$  ( $T = \frac{11}{2}$ ). Cependant, toutes les configurations n'ont pas de composantes  $\Delta T = 1$ . Pour estimer la diminution de l'intensité de la résonance  $T_>$  due à cet effet, B. GOULARD et S. FALLIEROS [39] font un calcul dans le cadre d'un modèle collectif. Un seul état dipolaire se dédouble en 2 composantes :

$$\phi_d = C_T \phi_T^{-T} + C_{T+1} \phi_{T+1}^{-T}$$

et l'on a :

$$4-2 \quad \left| C_{T+1} \right|^2 = \frac{1}{T+1} \left[ 1 - \left( \frac{N-Z}{A} \right)^2 \right]^{-1} \left[ 1 - \frac{N-Z}{A} \quad 0,75 \quad A^{1/3} \right]$$

Pour  $^{89}\text{Y}$ , on obtient  $\left| C_{T+1} \right|^2 = 0,11$  comparable à la valeur expérimentale de 0,10.

Nous avons mesuré la distribution angulaire des photons diffusés

| $\Delta E$ | a                 | $\chi^2$ |
|------------|-------------------|----------|
| 14-19 MeV  | 0,979 $\pm$ 0,041 | 0,79     |
| 19-23 MeV  | 0,967 $\pm$ 0,054 | 0,74     |

La valeur du  $\chi^2$  montre le caractère dipolaire des distributions angulaires notamment dans la région de la deuxième résonance (limite à 0,1 % pour  $\chi^2 = 6,9$ ). Dans la limite des erreurs statistiques il n'y a pas de diffusion inélastique. La diffusion est donc scalaire, et l'écart entre la section efficace expérimentale et celle calculée à partir de la section efficace  $(\gamma, n)$  ne s'explique pas par l'existence d'une diffusion tenseur.

Si les résultats obtenus en  $(\gamma, n)$  et  $(\gamma, p)$  montrent que la résonance à 21,5 MeV a les caractéristiques d'un état de spin isotopique  $T_> = T + 1$ , la correspondance entre l'intensité mesurée en diffusion et celle calculée, et surtout sa nature dipolaire fournissent une preuve plus évidente du dédoublement isobarique de la résonance géante dipolaire dans les noyaux où  $N > Z$ .



$^{52}\text{Cr}$

|         |      |            |
|---------|------|------------|
| $\beta$ | M    | F          |
| ----    | 0,23 | 3 Mev 0,80 |

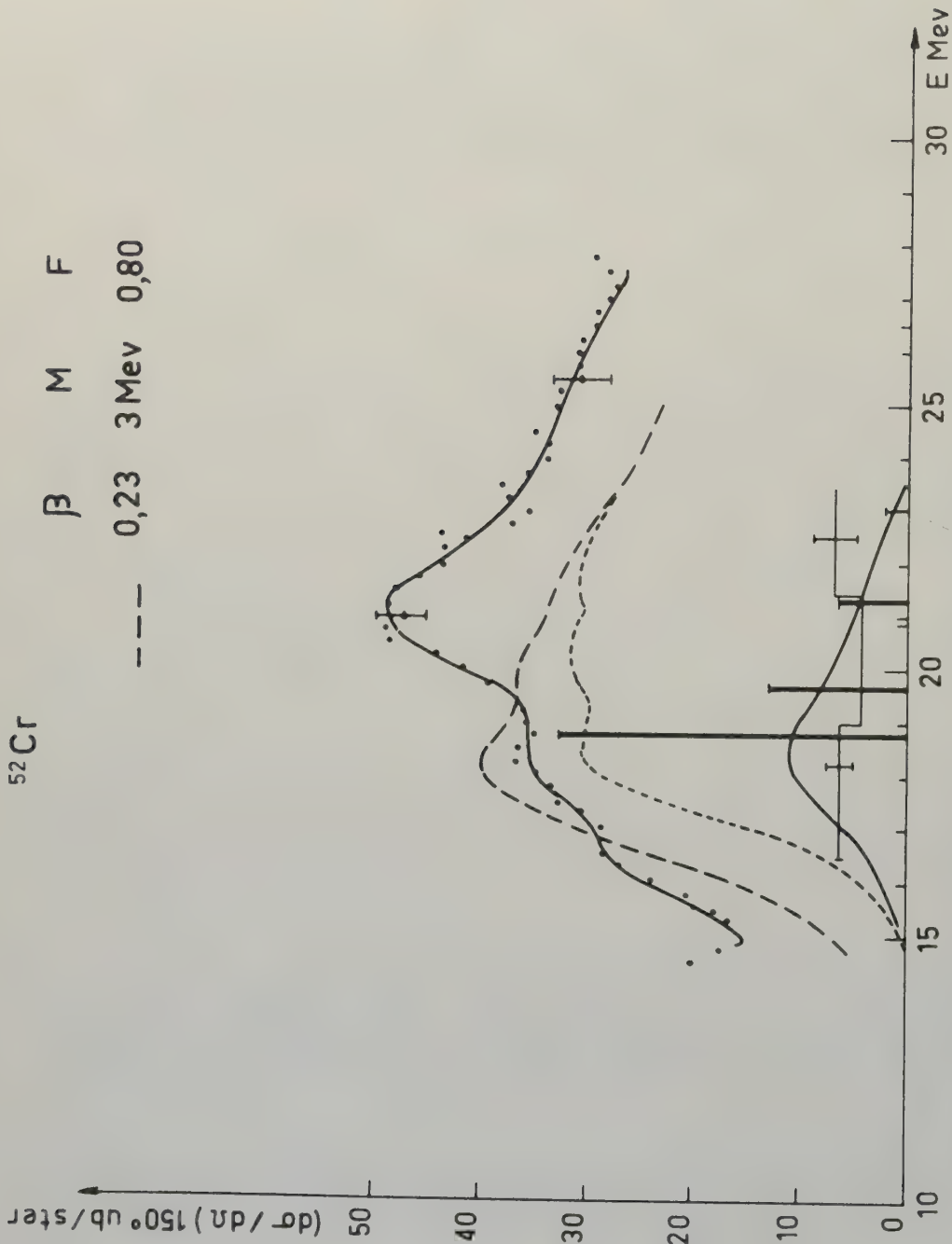


Fig. 4 -  $^{52}\text{Cr}$  sections efficaces différentielles de diffusion à  $150^\circ$  : expérimentale (—); diffusion totale (---) et élastique seulement (...). calculées dans le cadre du modèle collectif dynamique. Sur les figures 4 à 9 toutes les sections efficaces théoriques ont été calculées par H. ARENHOVEL. Les traits verticaux représentent les états dipolaires  $1^-$  et leur intensité. Les courbes en traits pleins et sous forme d'histogrammes représentent les sections efficaces différentielles de diffusion inélastique théoriques et expérimentales à  $150^\circ$ .

## II - DIFFUSION PAR LES NOYAUX SPHERIQUES VIBRATIONNELS : $^{52}\text{Cr}$ , $^{75}\text{As}$ , $\text{Se}$ , $\text{Cd}$ , $^{115}\text{In}$ , $\text{Sn}$

Il n'est pas justifié d'interpréter ces noyaux comme s'ils avaient une déformation permanente. Le spectre à basse énergie est caractéristique d'un spectre de vibration (premier niveau  $2^+$  à 1 phonon, triplet non dégénéré  $0^+$ ,  $2^+$ ,  $4^+$  à 2 phonons) plutôt que d'un spectre de rotation. Les sections efficaces d'absorption des noyaux lourds déformés se décomposent en deux raies de Lorentz dont le rapport des surfaces est égal ou peu différent de 0,5 ainsi que le prévoit le modèle collectif, les corrections du couplage dipole-quadrupole n'étant pas très importantes. Or, pour  $^{75}\text{As}$  par exemple, ce rapport est de 0,24. La décomposition en deux raies de Lorentz est insuffisante et les largeurs obtenues sont beaucoup plus grandes que pour les noyaux déformés.

L'amplitude moyenne des vibrations de surface  $\beta$  détermine la grandeur de l'interaction avec la résonance géante, et l'énergie  $E_2$  du premier niveau excité  $2^+$ , le degré de mélange des états à phonons de surface.  $^{75}\text{As}$ ,  $\text{Se}$  et  $\text{Cd}$  sont de bons noyaux vibrationnels où l'effet du couplage dipole-quadrupole doit être le plus important, et  $^{52}\text{Cr}$ ,  $^{115}\text{In}$  et  $\text{Sn}$  des noyaux des régions de transitions.

Les calculs théoriques ont été effectués par H. ARENHÖVEL [40] qui diagonalise des matrices  $1^-$  de rang 72, incluant les états  $N_1$  à 1 phonon dipolaire et les états  $N_2$  jusqu'à 15 phonons de surface. Les constantes de couplage de l'Hamiltonien d'interaction ( $K_1, K_{20}, K_{22}$ ) sont celles indiquées au chapitre II. L'opérateur dipolaire contient les termes quadratiques en  $\alpha_2$  qui n'étaient pas pris en considération auparavant et qui n'introduisent que de faibles corrections dans la forme des sections efficaces de diffusion et de diffusion inélastique.

$E_2$  et  $\beta$  sont déterminés par les spectres à basse énergie des noyaux pair-pairs et  $E_1$ , énergie non perturbée de la résonance géante, par l'accord entre la section efficace calculée et la section efficace d'absorption.

Les paramètres libres  $F$ , facteur de normalisation et  $\Gamma$  largeur des états dipolaires sont ajustés pour reproduire la forme et les valeurs absolues des sections efficaces d'absorption (ou  $(\gamma, n)$ ) et de diffusion.

### a) Sections efficaces de diffusion

$^{52}\text{Cr}$  : La courbe de section efficace  $(\gamma, n)$  est bien reproduite avec une largeur des niveaux de 3 MeV. Par contre le désaccord pour la section efficace de diffusion est importante : pas de maximum à 21 MeV dans la courbe théorique (Fig.4).

Deux effets sont à l'origine de ce désaccord :

- la courbe de section efficace  $(\gamma, n)$  est assimilée à la section efficace d'absorption. On néglige alors la contribution à l'absorption de la réaction  $(\gamma, p)$ . Celle-ci est importante pour ces noyaux ( $A \sim 50$ ). Le modèle statistique prévoit une contribution de 22 %, mais expérimentalement la section intégrée de la réaction  $(\gamma, p)$  est plus grande, ce qui implique un processus d'interaction directe. Il n'y a pas de mesures  $(\gamma, p)$

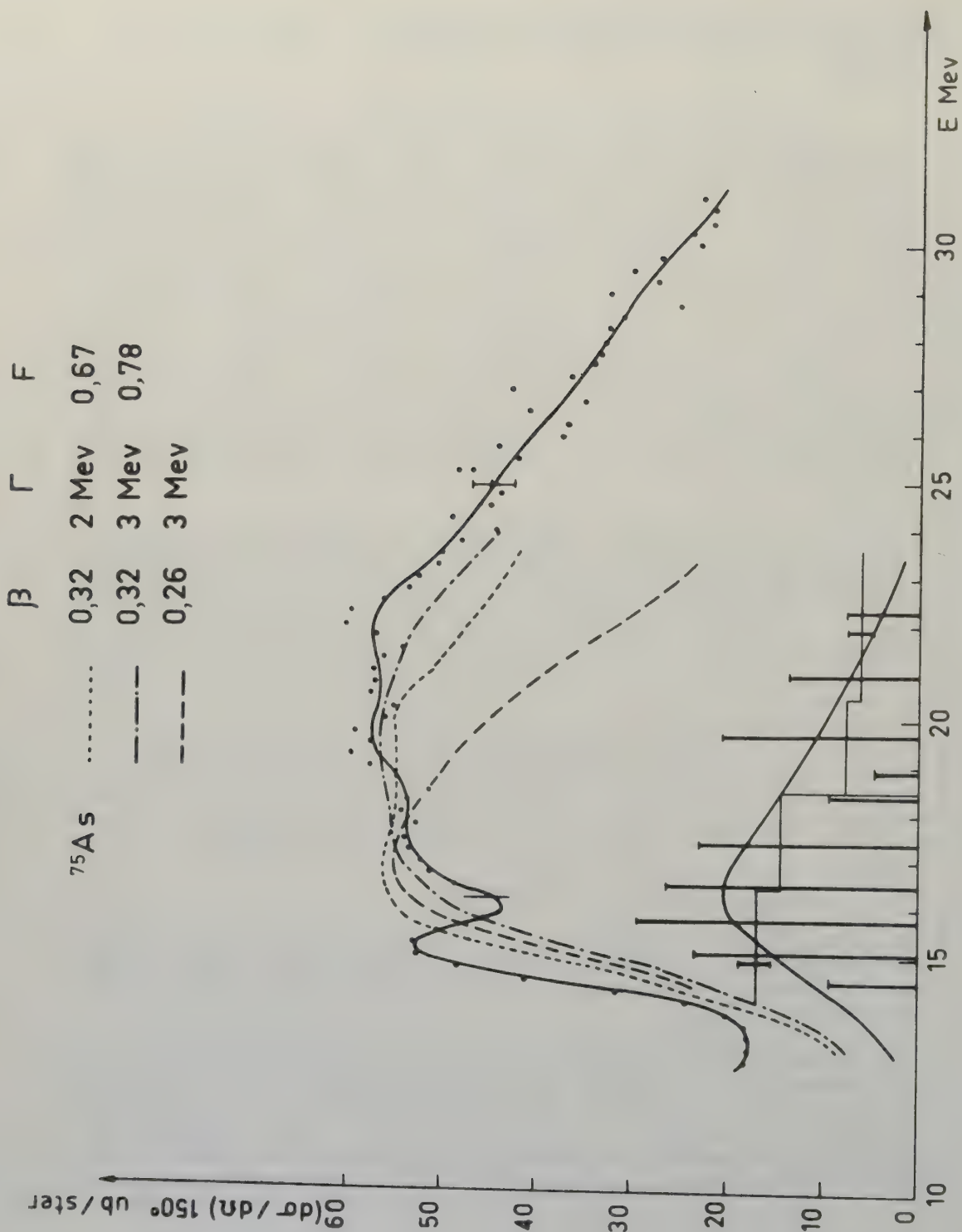


Fig. 5 -  $^{75}\text{As}$  sections efficaces différentielles de diffusion à  $150^\circ$  :  
 expérimentale (—) et calculées avec différentes valeurs des  
 paramètres  $\Gamma$  et  $\beta$ .

pour  $^{52}\text{Cr}$ , mais pour le Cuivre le rapport  $\frac{(\gamma,p)}{(\gamma,n)}$  est de 0,5 au lieu de

0,11. D'autre part le maximum de la section efficace  $(\gamma,p)$  est décalée de 2 à 3 MeV par rapport au maximum de la section efficace  $(\gamma,n)$ . La valeur de la section efficace de diffusion et l'existence du maximum à 21 MeV impliquent une contribution importante de la réaction  $(\gamma,p)$  à l'absorption.

- Les effets du modèle en couche dans le  $^{52}\text{Cr}$ , noyau à nombre magique de neutrons, doivent être importants. Les résultats théoriques d'un calcul particule-trou pour  $^{90}\text{Zr}$  {41} montrent que l'intensité dipolaire est presque entièrement concentré dans un seul état  $1^-$ . Mais pour  $^{60}\text{Ni}$ , la collectivité est incomplète et plusieurs états  $1^-$  se partagent l'intensité dipolaire. On peut penser que la situation est identique pour  $^{52}\text{Cr}$ . Le modèle collectif dynamique est alors insuffisant car il suppose l'existence d'un seul état dipolaire.

Entre 15 et 19 MeV l'accord entre la section efficace calculée et celle mesurée n'est bon que si l'on inclut la diffusion inélastique. Avec le facteur de normalisation  $F = 0,80$  déduit de la section efficace  $(\gamma,n)$ , on trouve une valeur absolue identique à celle mesurée. Cet accord n'est pas significatif étant donné les erreurs possibles sur les sections efficaces (7 % en  $(\gamma,n)$ , 8 % en diffusion). Il reste donc nécessaire de prouver l'existence de la diffusion inélastique par la mesure des distributions angulaires.

$^{75}\text{As}$  : Deux séries de paramètres sont possibles :

$$^{74}\text{Ge} \quad \beta = 0,26 \quad E_2 = 0,596$$

$$^{76}\text{Se} \quad \beta = 0,325 \quad E_2 = 0,559$$

Avec une largeur commune des niveaux de 3 MeV l'accord est meilleur pour  $\beta = 0,32$  (Fig.5) montrant ainsi l'influence importante de l'intensité du couplage dipole-quadrupole sur la forme et la largeur de la résonance géante.

La section efficace expérimentale de diffusion a un pic à 15 MeV qui n'apparaît pas dans la section efficace  $(\gamma,n)$  de manière aussi prononcée. Pour la valeur de  $\beta$  déterminée l'accord est alors meilleur si on prend une largeur commune des niveaux de 2 MeV. Mais  $E_1$  est déduit de la courbe de section efficace de D.S. Fielder et al {42}, décalée de 1 MeV vers les hautes énergies par rapport à celle de Fultz et al {43}. Si on tient compte de ce décalage l'accord avec la courbe calculée pour  $\Gamma = 3$  MeV est possible.

Il est nécessaire d'inclure la diffusion inélastique mais le facteur  $F$  de normalisation est différent pour la courbe de diffusion et celle d'absorption. Avec la valeur  $F$  déterminée à partir de  $\sigma(\gamma,n)$ , la section efficace de diffusion élastique seule est identique à celle

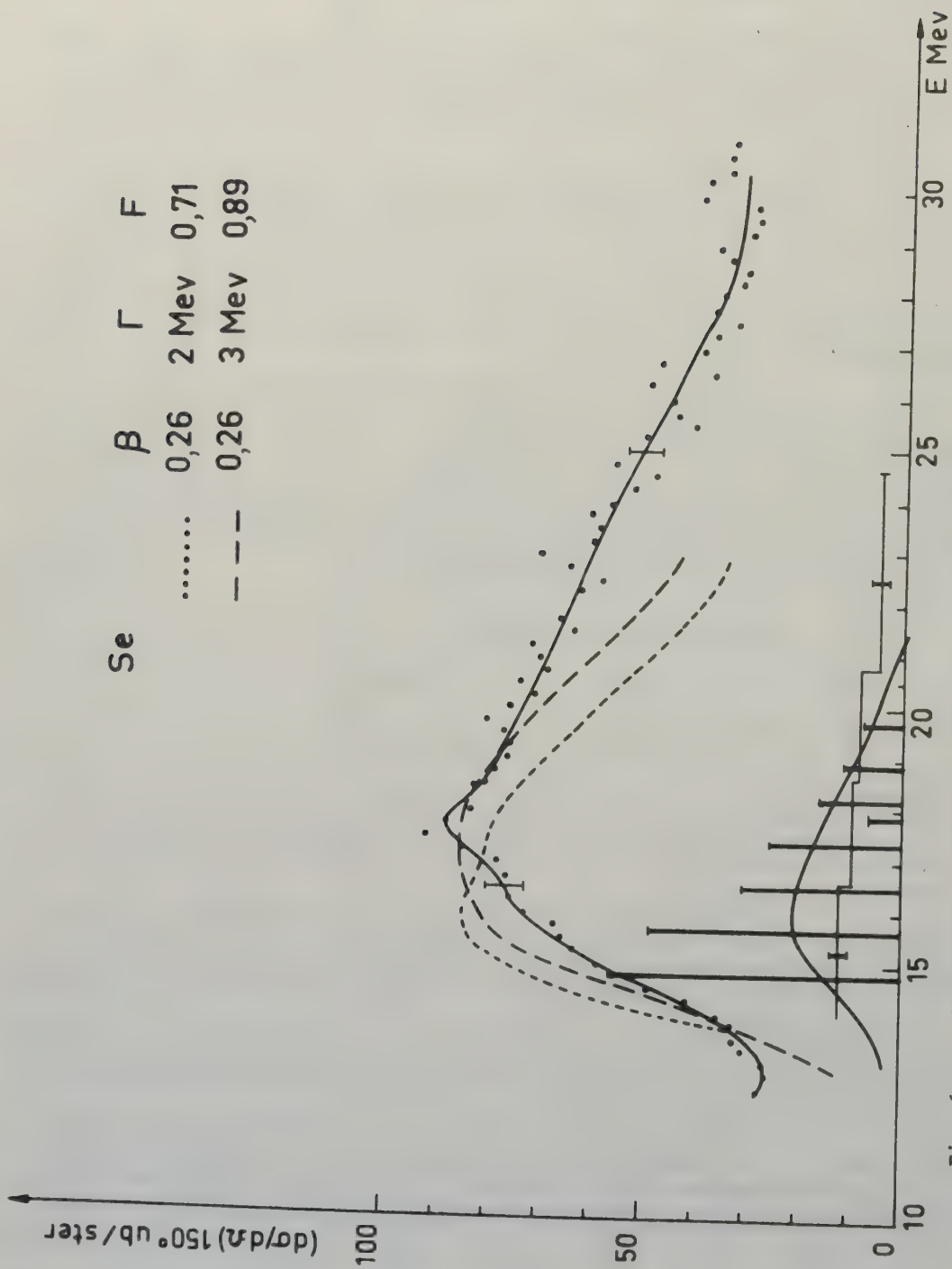


Fig. 6 - Se naturel : Sections efficaces différentielles de diffusion à 150° : expérimentale (—) et calculées avec différentes valeurs du paramètre  $\Gamma$ .

mesurée, mais les courbes calculée et expérimentale ont des formes très différentes.

Se : La cible de sélénium naturel utilisée, est un mélange de plusieurs isotopes, mais les valeurs moyennes de  $\beta$  et de  $E_2$  sont très proches de celles de  $^{80}\text{Se}$ . Les calculs de H. Arenhövel ont été effectués avec ces paramètres :

$$\beta = 0,326$$

$$E_2 = 0,559 \text{ MeV}$$

$E_1$  est déterminé à partir de la section efficace  $(\gamma, n)$  mesurée par S. Costa et al {44}.

Les courbes d'absorption et de diffusion sont mieux reproduites avec une largeur  $\Gamma$  de 3 MeV, les facteurs de normalisation étant identiques. L'accord est aussi possible en ne considérant que la diffusion élastique, si  $\Gamma = 2 \text{ MeV}$  et  $F = 0,8$ . Une ambiguïté due à l'incertitude sur les valeurs absolues subsiste quant à l'existence de la diffusion inélastique.

Cd : Les paramètres utilisés sont ceux du  $^{112}\text{Cd}$ . La figure 7 montre les courbes calculées avec  $\Gamma = 1,5$ ,  $\Gamma = 2,5$  et  $\Gamma = 3 \text{ MeV}$ . L'accord est satisfaisant pour  $\Gamma = 3 \text{ MeV}$ , et l'inclusion de la diffusion inélastique explique le décalage vers les basses énergies du maximum observé de la section efficace par rapport au maximum de la diffusion élastique seulement.

Ici des paramètres  $F$  déduits de l'absorption et de la diffusion sont très différents 1,41 et 0,95, respectivement. Mais en général les valeurs des sections efficaces obtenues à Moscou {45} sont de 20 à 30 % plus grandes que celles mesurées à Livermore {43} pour les mêmes noyaux.

La section efficace révèle en outre l'existence d'une résonance vers 21 MeV qui comme pour  $^{89}\text{Y}$ , peut être due à l'existence d'états  $T = T_0 + 1$ . La section efficace  $(\gamma, p)$  a un maximum à 21 MeV, une largeur de 4,5 MeV et une section efficace intégrée de 50 MeV.mb soit 3 % de la section efficace  $(\gamma, n)$  intégrée. D'après la formule (4-2) l'intensité de la résonance  $T >$  doit être de 4 %. L'existence de cette résonance correspond approximativement à celle observée expérimentalement.

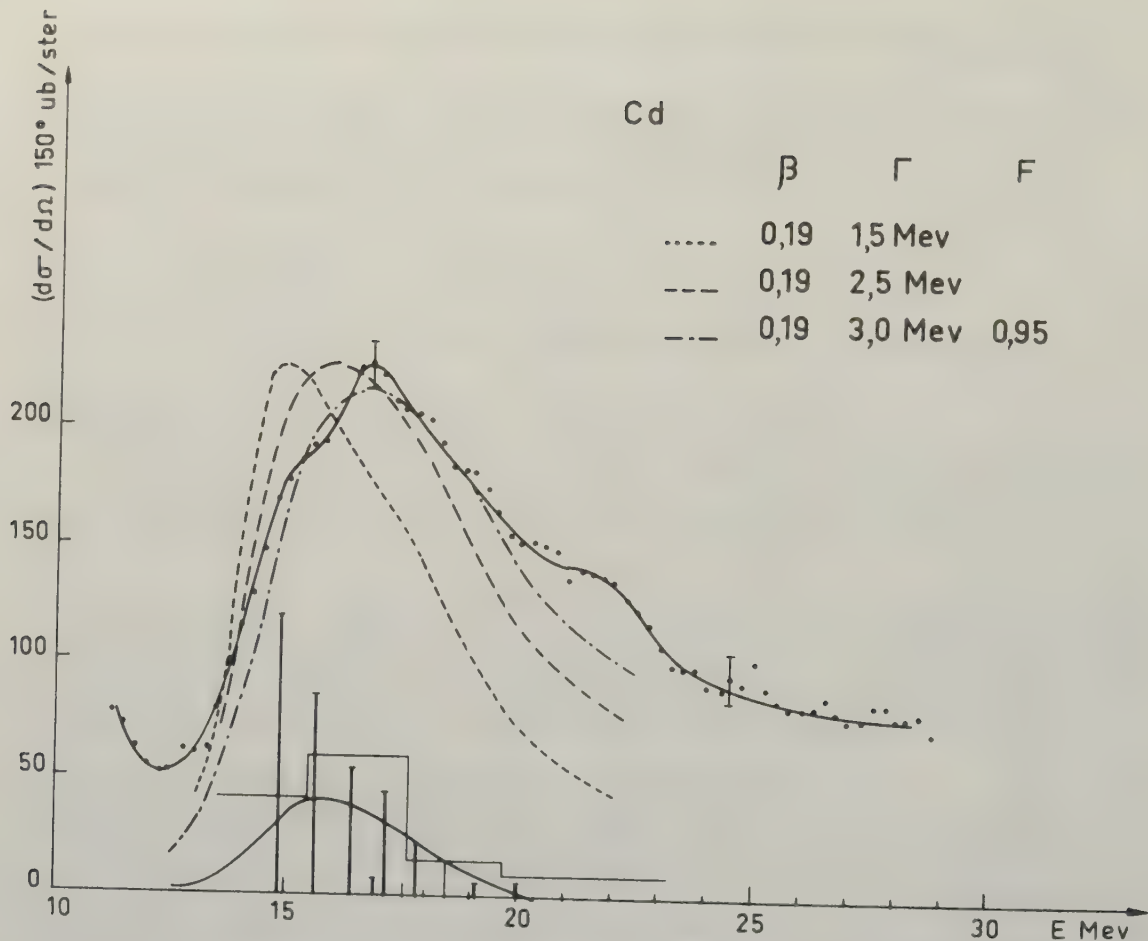


Fig. 7 - Cd naturel : sections efficaces différentielles de diffusion à 150°; expérimentale (—) et calculées pour différentes valeurs du paramètre  $\Gamma$ .

$^{115}\text{In}$  : Pour reproduire la section efficace expérimentale il faut choisir les paramètres de  $^{114}\text{Cd}$  ( $\beta = 0,19$  .  $E_2 = 0,6$  MeV), c'est-à-dire du noyau pair-pair voisin qui a la plus grande amplitude de vibration de surface.

La section efficace de  $^{115}\text{In}$  diffère peu de celle du Cd, confirmant ainsi la validité de l'hypothèse que le nucléon célibataire a peu d'influence sur la résonance géante. La similitude des deux sections efficaces, en particulier la largeur identique des deux résonances, montre que le Cd naturel se comporte comme un noyau monoisotopique ainsi que le prévoyait la théorie,  $\beta$  et  $E_2$  variant très peu d'un isotope à l'autre.

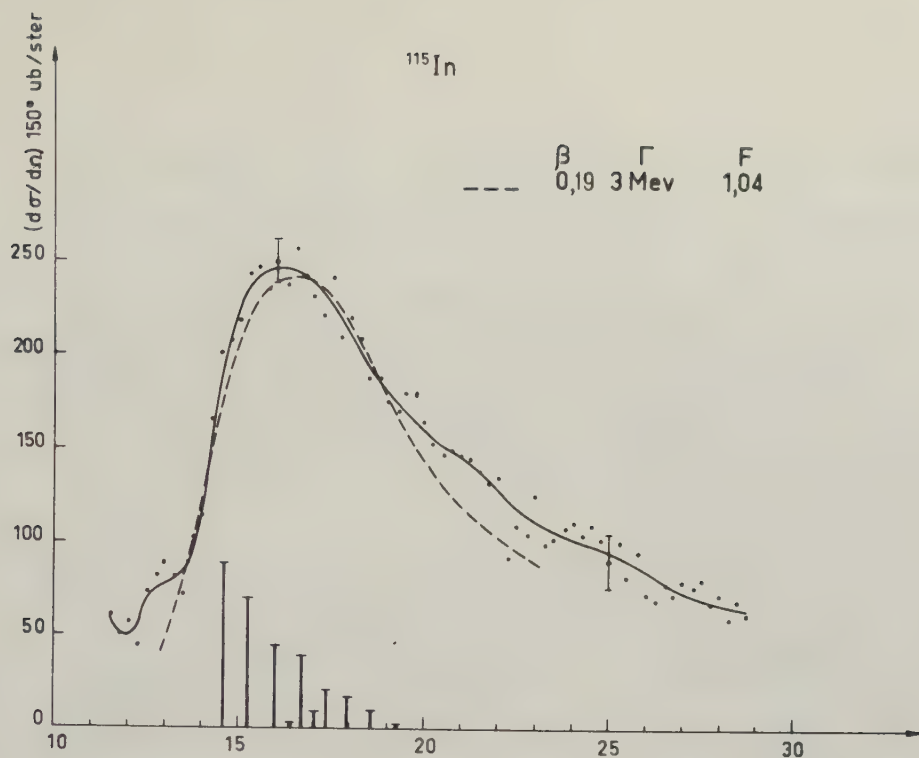


Fig. 8 -  $^{115}\text{In}$  sections efficaces différentielles de diffusion à  $150^\circ$  : expérimentale (—) et théorique (----).

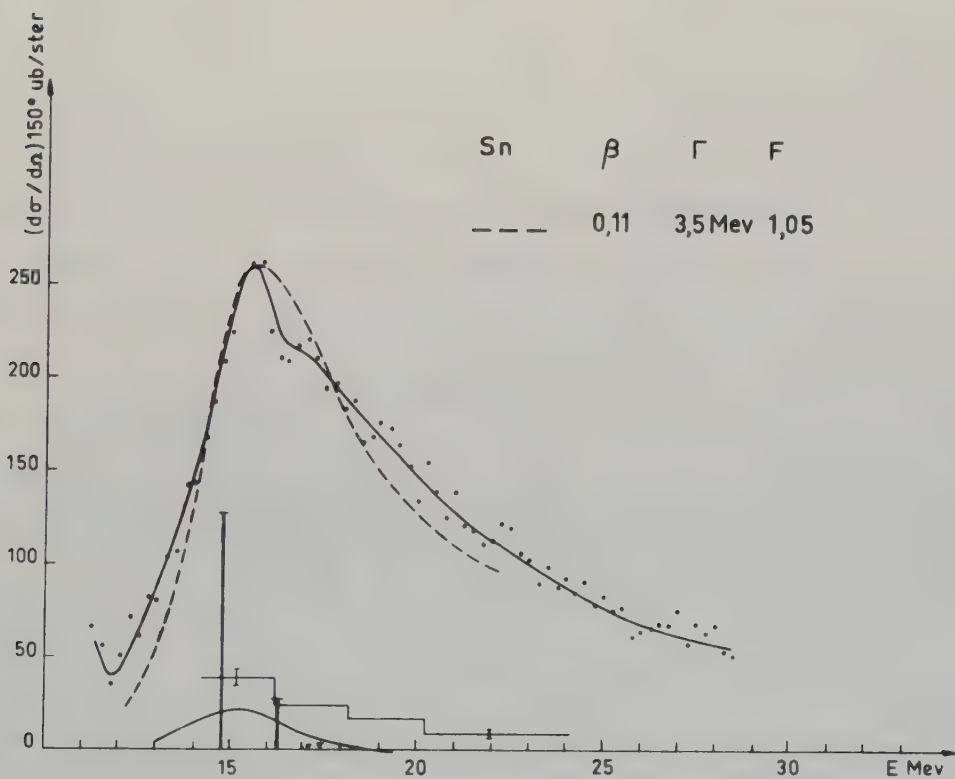


Fig. 9 -  $\text{Sn}$  naturel : Sections efficaces différentielles de diffusion à  $150^\circ$  : expérimentale (—) et théorique (----).

Sn : Les paramètres sont ceux de  $^{120}\text{Sn}$  ( $\beta = 0,11$   $E_2 = 1,20$  MeV). La largeur déduite,  $\Gamma = 3,5$  MeV est un peu plus grande que pour les autres noyaux.

Sn n'est pas un bon noyau vibrationnel. Lorsque  $\beta$  est petit la résonance géante a tendance à être dominée par un seul état dipolaire. L'évolution se fait bien dans ce sens, la largeur de la résonance est inférieure de 1,5 MeV à celle de  $^{115}\text{In}$  et le pic décalé de 1 MeV vers les basses énergies par rapport à celui de  $^{115}\text{In}$  est à l'énergie prévu par la relation  $E = \alpha A^{-1/3}$ , avec  $\alpha = 75$ , valeur courante pour cette région de A moyen.

L'ensemble des paramètres obtenus sont résumés ci-dessous

| Noyau                              | $E_1$ (MeV) | $E_2$ (MeV) | $\beta$ | $\Gamma$ MeV                           | $F(\gamma, n)$                               | $F(\gamma, \gamma)$                          |
|------------------------------------|-------------|-------------|---------|----------------------------------------|----------------------------------------------|----------------------------------------------|
| $^{52}\text{Cr}$                   | 19,3        | 1,434       | 0,23    | 3                                      | 0,80                                         | 0,80                                         |
| $^{75}\text{As}(^{76}\text{Se})$   | 18,2        | 0,559       | 0,326   | $\begin{Bmatrix} 2 \\ 3 \end{Bmatrix}$ | $\begin{Bmatrix} 0,75 \\ 0,89 \end{Bmatrix}$ | $\begin{Bmatrix} 0,67 \\ 0,78 \end{Bmatrix}$ |
| $\text{Se}(^{80}\text{Se})$        | 16,8        | 0,666       | 0,24    | 3                                      | 0,89                                         | 0,89                                         |
| $\text{Cd}(^{112}\text{Cd})$       | 16,3        | 0,600       | 0,19    | 3                                      | 1,41                                         | 0,95                                         |
| $^{115}\text{In}(^{114}\text{Cd})$ | 16          | 0,558       | 0,19    | 3                                      |                                              | 1,04                                         |
| $\text{Sn}(^{120}\text{Sn})$       | 15,1        | 1,175       | 0,11    | 3,5                                    |                                              | 1,05                                         |

#### b) Existence de la diffusion inélastique

L'existence d'une polarisabilité tensorielle se manifeste par une diffusion inélastique vers les niveaux vibrationnels, soit pour les noyaux pair-pairs vers le premier niveau  $2^+$  décrit comme un état à un phonon et vers les deux niveaux  $0^+$  et  $2^+$  du triplet  $0^+, 2^+, 4^+$  à deux phonons.

Nous avons déterminé les distributions angulaires par des mesures tous les  $10^\circ$  de  $90^\circ$  à  $150^\circ$ . Les coefficients  $a(E)$  des distributions angulaires de la forme  $1 + a(E) \cos^2\theta$ , ne sont qu'une valeur moyenne dans un intervalle de 2 à 3 MeV. Les coefficients  $a(E)$  ont été calculés au moyen d'un ordinateur par la méthode du  $\chi^2$ . Aux coefficients  $a_{\text{exp}}$  du  $^{52}\text{Cr}$  et de Sn est appliqué une correction qui tient compte de la variation du nombre de photons incidents en fonction de l'énergie. Pour les autres noyaux,  $E_2$  est deux fois plus petit et cette correction est négligeable. Chaque coefficient  $a(E)$  théorique est pondéré par les valeurs  $\sigma(E)$  de la section efficace dans l'intervalle considéré.

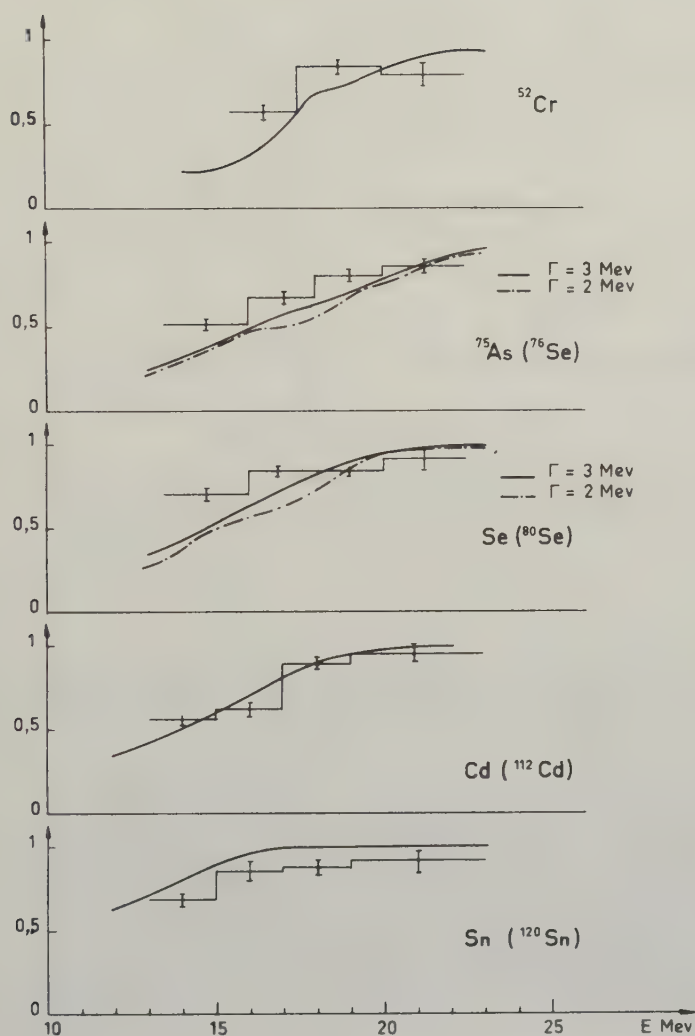


Fig. 10 - Coefficients  $a(E)$  expérimentaux et théoriques.

persiste au-dessus de 20 MeV alors que théoriquement elle devient négligeable. Les sections efficaces intégrées, de diffusion inélastique, expérimentale et calculée sont rassemblées dans le tableau ci-contre.

Le tableau en annexe et la Figure 8 comparent les coefficients  $a(E)$  expérimentaux et théoriques.

La formule 3-9 permet de calculer les sections efficaces expérimentales si on fait l'hypothèse que toute la diffusion inélastique a lieu vers le premier niveau  $2^+$ . Théoriquement, cette approximation est justifiée car la diffusion vers les autres niveaux  $0^+$ ,  $2^+$  est plus petite (20 % environ). Sur les Figures 4 à 9, on a représenté les sections efficaces différentielles de diffusion inélastique, expérimentales et théoriques vers le premier niveau  $2^+$ .

Pour tous les noyaux vibrationnels, à l'exception de  $^{89}\text{Y}$ , il existe une diffusion inélastique concentrée dans la région prévue par le modèle collectif dynamique. Cette diffusion, due à la polarisabilité tensorielle, prouve l'existence du couplage dipole-quadrupole plus directement que la forme des sections efficaces. C'est à cause du terme de couplage  $\alpha_1\alpha_2$  de l'opérateur dipolaire que les éléments de matrice de la polarisabilité tensorielle ne sont pas nuls. Les coefficients  $a(E)$  dépendent de la largeur des niveaux mais leur variation est insuffisante pour que des valeurs moyennes de  $a(E)$ , on puisse tirer des conclusions quantitatives sur cette largeur. La diffusion inélastique est moins importante que prévue vers les basses énergies, mais

| Noyau            | EXPERIMENTAL                                | THEORIQUE |                                |       |
|------------------|---------------------------------------------|-----------|--------------------------------|-------|
|                  | $\int \sigma(E) dE$<br>inélastique (MeV-mb) | $2^+$     | $2^+_{\text{vib}}$<br>(MeV-mb) | Total |
| $^{52}\text{Cr}$ | $37 \pm 5$                                  | 38        | 9,5                            | 47,5  |
| $^{75}\text{As}$ | $103 \pm 10$                                | 113       | 34                             | 147   |
| Se               | $85 \pm 8$                                  | 87,5      | 29                             | 116,5 |
| $^{89}\text{Y}$  | 0                                           |           |                                |       |
| Cd               | $268 \pm 20$                                | 165       | 42                             | 207   |
| Sn               | $194 \pm 20$                                |           |                                | 75    |

Pour  $^{52}\text{Cr}$ ,  $^{75}\text{As}$  et Se les sections efficaces intégrées expérimentales sont inférieures de 30 % environ aux prévisions théoriques et pour Cd et Sn de 30 % et 150 % supérieures.

### c) Discussion

L'existence d'une diffusion inélastique importante lève l'ambiguïté que laissait subsister la seule comparaison des formes des sections efficaces. L'accord entre les prévisions du modèle collectif dynamique et les résultats expérimentaux est alors très satisfaisant.

1) En général l'accord est réalisé pour une largeur de 3 MeV avec peut-être une indication d'une largeur plus petite pour  $^{75}\text{As}$ . La confrontation des sections efficaces de diffusion calculées avec les courbes expérimentales a donc précisé la largeur des niveaux, largeur plus grande que celle précédemment déduite des sections efficaces  $(\gamma, n)$ . Un calcul de la largeur des états de la résonance géante {46}, basé sur le processus de thermalisation dans les noyaux lourds ou la densité des états 2 particules-2 trous est très grande montre, pour les noyaux déformés, une dépendance en énergie de la largeur :

$$\Gamma(E) = \Gamma(E_0) \left( \frac{E}{E_0} \right)^\delta$$

pour les noyaux déformés  $\delta = 1,5 - 1,8$  et  $\Gamma(12 \text{ MeV}) \approx 2,5 \text{ MeV}$ , soit 5 à 6 MeV vers 20 MeV. Pour les noyaux moyens où la densité des états 2 particules-2 trous est moins grande une largeur de 3 MeV des états dipolaires paraît une estimation raisonnable. Par contre la dépendance en  $\left( \frac{E}{E_0} \right)^\delta$  n'est pas mise en évidence pour les noyaux vibrationnels. Il n'est cependant pas exclu que la largeur des niveaux puisse varier avec l'énergie. Les états à 1 ou 2 phonons quadrupolaires jouent un rôle dans la largeur des états  $1^-$  et les niveaux à basse énergie ont tendance à être moins larges {47}. C'est peut être le cas du niveau

à 15 MeV de  $^{75}\text{As}$ . Si sa largeur est inférieure à celle des autres niveaux il est favorisé par le processus de diffusion.

2) Dans le modèle hydrodynamique, la résonance géante a une intensité dipolaire égale à la règle de somme classique

$$\int \sigma dE = \frac{2\pi^2 e^2 \hbar^2}{M} \frac{NZ}{A} = 0,06 \frac{NZ}{A} \text{ MeV-mb}$$

Pour les noyaux lourds la section efficace intégrée dépasse cette valeur, preuve des effets des forces d'échange dans le noyau.

$$\int \sigma dE = 0,06 \frac{NZ}{A} (1 + \alpha) \text{ MeV-mb}$$

Ce qui se traduit dans le modèle hydrodynamique par l'introduction d'une masse effective  $M^* = \frac{M}{1+\alpha}$ .

Pour les noyaux lourds,  $F = 1 + \alpha$  varie de 1,1 à 1,2. Pour les noyaux moyens,  $F$  est seulement considéré comme un facteur de normalisation pour ajuster les sections efficaces calculées aux valeurs absolues expérimentales. Néanmoins  $F$  semble croître avec  $A$  pour atteindre avec  $^{115}\text{In}$  et  $\text{Sn}$  une valeur proche de celle des noyaux lourds. Plusieurs causes peuvent être à l'origine du fait que  $F < 1$  pour les autres noyaux moyens :

- $F$  n'est pas déduit des sections efficaces d'absorption. Si pour presque tous les noyaux étudiés,  $\sigma(\gamma, n)$  représente bien la section efficace d'absorption donc entraîne peu d'erreur sur la détermination de  $F$ , il n'en est pas de même pour  $^{52}\text{Cr}$  où la réaction  $(\gamma, p)$  ne peut être négligée. Donc  $F$  est sous-estimé pour le  $^{52}\text{Cr}$  comme le montre d'ailleurs la section efficace de diffusion.

- Si on augmente la largeur commune  $\Gamma$  des niveaux,  $F$  augmente. Dans le cas de  $^{75}\text{As}$  si  $\Gamma$  augmente de 1 MeV,  $F$  augmente de 18 %. Avec  $\Gamma = 3,5$  MeV,  $F$  doit être à peu près égal à 1. Dans la région où la diffusion inélastique est importante, les valeurs de  $a(E)$  expérimentales inférieures à celles prévues pour  $\Gamma = 3$  MeV sont peut être une indication d'une largeur supérieure à 3 MeV.

- Comme pour les noyaux légers où  $F < 1$ , une partie de l'intensité dipolaire peut être distribuée en dehors de la résonance géante. On sait que les corrélations dans le fondamental réduisent l'intensité des transitions dans la résonance géante et déplacent une partie appréciable des transitions vers les énergies élevées {48}.

3) Enfin le changement dans l'intensité de la diffusion inélastique ( $^{52}\text{Cr}$ ,  $^{75}\text{As}$ ,  $\text{Se}$  plus petite,  $\text{Cd}$  et  $\text{Sn}$  plus grande) par rapport aux prévisions théoriques peut être une indication sur la justification des approximations utilisées dans le modèle.

- On part d'un seul état collectif. Si cette description est valable pour  $^{89}\text{Y}$ , pour les noyaux plus légers, plusieurs états  $1p-1t$  se partagent l'intensité dipolaire. Le couplage avec les vibrations de surface produit alors un spectre plus compliqué (chaque état dipolaire  $1p-1t$  a des satellites vibrationnels) qui s'étend plus vers les hautes énergies que le spectre dû au modèle collectif dynamique {49}. Ceci peut expliquer que la diffusion inélastique expérimentale a

tendance à persister vers les hautes énergies, contrairement aux prévisions du modèle collectif.

- L'hamiltonien d'interaction néglige les termes d'ordre supérieur à 2, contenant les effets anharmoniques. Greiner et Danos estiment que les corrections apportées sont petites {5}. Elles peuvent néanmoins avoir de l'influence sur la diffusion inélastique, en particulier pour la diffusion vers le triplet à 2 phonons.

Une description microscopique de la résonance géante est possible en diagonalisant l'Hamiltonien d'interaction sur la base de toutes les configurations  $1p-1t$ ,  $2p-2t$ ,... mais la signification physique n'apparaît plus clairement. Techniquement, le problème de la diagonalisation devient rapidement insurmontable étant donné le grand nombre de configurations. Seuls des calculs existent pour les noyaux à couche complète.

Le modèle collectif dynamique permet à partir d'un petit nombre de paramètres de décrire quantitativement la résonance géante des noyaux sphériques vibrationnels. Il fournit une image claire de la dynamique de la résonance géante, les oscillations dipolaires étant couplées aux vibrations quadrupolaires de surface du noyau. Les sections efficaces de diffusion obtenues, ainsi que la mise en évidence de la polarisabilité tensorielle confirment l'importance du couplage dipole-quadrupole et la nécessité d'en tenir compte pour tous les noyaux y compris les noyaux légers {49}.

## C H A P I T R E V

### DIFFUSION INELASTIQUE PAR $^{24}\text{Mg}$ , $^{28}\text{Si}$ , $^{32}\text{S}$

#### I - CALCUL THEORIQUE DES PROBABILITES DE TRANSITION DES ETATS $1^-$ DE LA RESONANCE GEANTE VERS LE FONDAMENTAL ET LE PREMIER NIVEAU EXCITE $2^+$

##### a) Modèle en couche sans déformation nucléaire

Pour une transition  $\Delta T = 1$   $O_1 = e \frac{\tau_3}{2} \vec{r}$

On obtient alors pour les probabilités de transition les résultats suivants {50} {51}.

Transition  $1^- T = 1$  vers le fondamental  $0^+ T = 0$

$$|Q(1^- \rightarrow 0^+)|^2 = \frac{e^2}{8\pi} \left| \sum_{Aa} (-)^{j_a + 1/2} \chi_{Aa} \hat{J}_a \hat{J}_A \hat{\tau}_a \hat{\tau}_A \int_0^\infty R_{n_a \ell_a}(r) R_{n_A \ell_A}(r) r^3 dr \right. \\ \left. \times \begin{pmatrix} \ell_a & 1 & \ell_A \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} j_a & j_A & 1 \\ \ell_A & \ell_a & 1/2 \end{Bmatrix} \right|^2 \quad (5-1)$$

ou  $\hat{j} = \sqrt{2j+1}$  et  $\hat{\ell} = \sqrt{2\ell+1}$

-  $R_{n \ell}$  sont les fonctions d'onde radiales de l'oscillateur harmonique.

$$- \begin{pmatrix} \ell_a & 1 & \ell_A \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} = 3 j \quad \text{et} \quad \begin{Bmatrix} j_a & j_A & 1 \\ \ell_A & \ell_a & 1/2 \end{Bmatrix} = 6 j$$

Transition  $1^- T = 1$  vers l'état  $2^+ T = 0$

Ici deux types de transitions participent : les transitions particule-particule et les transitions trou-trou.

$$|Q(1^- \rightarrow 2^+)|^2 = \frac{15e^2}{16\pi} \left| \sum_{\substack{Bb \\ Aa}} \chi_{Aa} \chi_{Bb} \left( (-)^{j_A+1/2+j_B+j_a} U_{AB} \delta_{ab} \right. \right. \\ \left. \left. \times (-)^{j_a+1/2} U_{ab} \delta_{AB} \right) \right|^2 \quad (5-2)$$

ou

$$U_{AB} = \hat{j}_B \hat{j}_A \hat{l}_B \hat{l}_A \begin{pmatrix} l_B & 1 & l_A \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l_B & j_B & 1/2 \\ j_A & l_A & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 2 \\ j_B & j_a & j_A \end{pmatrix} \int_0^\infty R_{n_B l_B}(r) R_{n_A l_A}(r) r^3 dr$$

et

$$U_{ab} = \hat{j}_a \hat{j}_b \hat{l}_a \hat{l}_b \begin{pmatrix} l_a & 1 & l_b \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l_a & j_a & 1/2 \\ j_b & l_b & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 2 \\ j_b & j_A & j_a \end{pmatrix} \int_0^\infty R_{n_a l_a}(r) R_{n_b l_b}(r) r^3 dr$$

Pour calculer ces probabilités de transitions nous avons utilisé pour les états  $1^- T = 1$  et  $2^+ T = 0$  les fonctions d'onde de FARRIS et EISENBERG [51]. Pour les états  $1^- T = 1$  l'espace de base ne comprend que les excitations  $1p - 1t$  de  $1\hbar\omega$ . Pour les états  $2^+ T = 0$  l'espace de base comprend les excitations  $1p - 1t$  de  $0\hbar\omega$  et  $2\hbar\omega$ . L'interaction résiduelle est une interaction à portée finie de type gaussien

$$V^{(G)}(r) = -V_0 e^{-r^2/b^2}$$

Les paramètres d'échange de cette force sont ceux de GILLET. La profondeur  $V_0$  du puits a été choisie de façon à reproduire la position des pics de la résonance géante du  $^{28}\text{Si}$ , soit  $V_0 = -50$  MeV aussi utilisé pour  $^{32}\text{S}$ .

Les phases des amplitudes  $\chi_{Aa}$  sont multipliées par  $(-)^{j_a+1/2+j_A+1/2}$  pour être en accord avec la définition des vecteurs d'états particule-trou utilisée ici.

Les rapports d'embranchement s'écrivent :

$$p(E) = \frac{P_E(0^+ \rightarrow 2^+)}{P_E(0^+ \rightarrow 0^+)} = \frac{P_E(0^+ \rightarrow 1^-) P_E(1^- \rightarrow 2^+)}{P_E(0^+ \rightarrow 1^-) P_E(1^- \rightarrow 0^+)} = \frac{(E-E_2)^3}{E^3} \frac{|Q_E(1^- \rightarrow 2^+)|^2}{|Q_E(1^- \rightarrow 0^+)|^2} \quad (5-3)$$

Le niveau  $2^+ T = 0$  à 1,78 MeV de  $^{28}\text{Si}$  a une configuration prépondérante  $(1d_{5/2}^-, 2s_{1/2})$ . Nous avons cependant pris en considération les autres configurations et calculé  $p(E)$  pour chaque niveau  $1^-$  de la résonance géante dans les trois cas suivants où le  $2^+$  est décrit par :

- 1) une seule configuration  $1p-1t$  dans l'espace de configuration  $0\hbar\omega$  :  $(1d_{5/2}^-, 2s_{1/2})$
- 2) les deux configurations  $1p-1t$ ,  $0\hbar\omega$
- 3) toutes les configurations  $1p-1t$ ,  $0\hbar\omega$  et  $2\hbar\omega$ , soit 8 configurations.

La résolution expérimentale de 2 MeV du détecteur ne sépare pas les trois niveaux de la résonance géante à 20 MeV. Les valeurs théoriques de  $p(E)$  représentent donc une sommation sur les trois niveaux à 20 MeV en supposant qu'ils n'interfèrent pas.

| $\begin{matrix} 2^+ T = 0 \\ 1^- T = 1 \end{matrix}$ | 1 conf., $0\hbar\omega$ | 2 conf., $0\hbar\omega$ | 8 conf., $0\hbar\omega$<br>et $2\hbar\omega$ |
|------------------------------------------------------|-------------------------|-------------------------|----------------------------------------------|
| $p(19 - 22 \text{ MeV})$                             | 0,10                    | 0,11                    | 0,09                                         |
| $p(26,8 \text{ MeV})$                                | 0,025                   | 0,01                    | 0,01                                         |

Les configurations  $1p-1t$ ,  $2\hbar\omega$  n'ont donc pas d'influence sur la diffusion des états  $1^-$  vers le niveau excité  $2^+$ . La configuration principale  $(1d_{5/2}^-, 2s_{1/2})$  a une contribution de 95 % à la fonction d'onde du niveau  $2^+$ . De plus, les composantes des vecteurs propres des états  $1^-$  qui interviennent et celles des vecteurs propres des configurations  $2\hbar\omega$  de l'état  $2^+$  étant petites, leurs produits sont très petits. La situation est la même pour  $^{32}\text{S}$  et nous n'avons calculé les probabilités de transition en n'incluant que les 2 configurations  $1p-1t$ ,  $0\hbar\omega$  de l'état  $2^+ T = 0$  à 2,24 MeV.

#### b) Modèle en couche avec déformation nucléaire

Les éléments de matrice réduits de l'opérateur dipolaire  $O_1$  entre l'état initial  $K_i, J_i$  et l'état final  $K_f, J_f$  s'écrit :

$$\langle K_f J_f || O(1) || K_i J_i \rangle = \sqrt{2J_i + 1} (J_i \text{ } 1 \text{ } K_i \text{ } K_f - K_i | J_f \text{ } K_f) \langle \phi_f | O(1 \text{ } K_i - K_f) | \phi_i \rangle$$

ou  $\phi_i$  et  $\phi_f$  sont les états intrinsèques et  $( | )$  un coefficient de CLEBSCH-GORDAN.

Si on fait l'hypothèse que le premier niveau  $2^+$  est un niveau rotationnel appartenant à la bande de rotation du fondamental, le rapport des probabilités de transition réduites des états  $1^-$  vers le fondamental  $0^+$  et le niveau  $2^+$  s'exprime simplement car il est indépendant des fonctions d'onde intrinsèque de ces états :

$$\text{Pour } K = 0 \quad \frac{B(1^- \rightarrow 2^+)}{B(1^- \rightarrow 0^+)} = \frac{|\langle 1010 | 20 \rangle|^2}{|\langle 1010 | 00 \rangle|^2} = 2$$

$$\text{Pour } K = 1 \quad \frac{B(1^- \rightarrow 2^+)}{B(1^- \rightarrow 0^+)} = \frac{|\langle 111-1 | 20 \rangle|^2}{|\langle 111-1 | 00 \rangle|^2} = \frac{1}{2}$$

Pour les niveaux compris entre 17 et 24 MeV BASSICHIS et SHECH trouvent qu'il y a 70 % environ d'états  $K = 0$  et 30% d'états  $K = 1$ . Au-dessus de 24 MeV on n'a pratiquement que des états  $K = 1$ . En tenant compte du facteur énergétique les rapports d'embranchement valent donc :

$$\text{- de 20 à 23 MeV} \quad p(E) = \sum_E \frac{P_E(1^- \rightarrow 2^+)}{P_E(1^- \rightarrow 0^+)} = 1,5$$

$$\text{- au-dessus de 23 MeV} \quad p(E) = \sum_E \frac{P_E(1^- \rightarrow 2^+)}{P_E(1^- \rightarrow 0^+)} = 0,42$$

## II - RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les cibles sont des cibles d'isotopes naturels ayant la composition suivante :

| Mg |      | Si |      | S  |     |
|----|------|----|------|----|-----|
| A  | %    | A  | %    | A  | %   |
| 24 | 78,7 | 28 | 92,2 | 32 | 95  |
| 25 | 10,1 | 29 | 4,7  | 33 | 0,8 |
| 26 | 11,2 | 30 | 3,1  | 34 | 4,2 |
|    |      |    |      | 36 | ~   |

Pour chaque noyau un isotope est prépondérant et la présence des autres en faibles quantités (sauf pour le Mg), ne saurait modifier l'analyse de nos résultats.

La résolution de notre détecteur étant meilleure, nous avons remesuré les sections efficaces de diffusion à 32 MeV. Nos résultats sont tout à fait comparables à ceux obtenus précédemment (Fig. 11, 12 et 13). Toutefois la structure de la résonance géante de  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{32}\text{S}$  est beaucoup plus apparente et identique à celle observée pour ces mêmes noyaux dans les sections efficaces d'absorption ou  $(\gamma, n)$  - La différence dans le rapport des hauteurs des différents pics provient de leur interférence dans le phénomène de diffusion.

Les coefficients  $a(E)$  des distributions angulaires sont déterminés dans des bandes d'énergie de largeur  $\Delta E$  égale à l'énergie du premier niveau  $2^+$  et pour des énergies maxima  $E_m$  du faisceau de photons variant par pas de  $\Delta E = E_{2^+}(\text{MeV})$ . La diffusion inélastique est déduite des coefficients  $a(E)$  au moyen de la formule 3-8. Une méthode d'analyse directe {50} donne les mêmes résultats mais n'est pas praticable, car beaucoup trop longue. Aucune des 40 distributions angulaires analysées à l'UNIVAC 1108, ne diffère significativement de distributions dues à des transitions dipolaires, la probabilité que les coefficients  $a(E)$  diffèrent des valeurs déterminées étant inférieure à 0,1 %. Donc les états formés sont bien des états  $1^-$ , favorisés par l'absorption des photons: la probabilité de former des états  $2^+$  est beaucoup plus faible, et pour les noyaux légers leur énergie doit être supérieure à 30 MeV. La diffusion inélastique a lieu uniquement vers des niveaux  $2^+$  ou  $0^+$ , les seuls que l'on puisse atteindre par des transitions dipolaires à partir des états  $1^-$  de la résonance géante. Dans la plupart des cas la diffusion inélastique est constante, aux erreurs statistiques près, dans des intervalles d'énergies voisins. Dans la présentation de nos résultats nous ne distinguerons que les régions pour lesquelles les écarts sont significatifs.

$^{24}\text{Mg}$  : La diffusion inélastique n'a lieu que vers le premier niveau  $2^+$  à 1,34 MeV d'excitation. Si on moyenne sur l'ensemble des mesures le rapport d'embranchement pour la décroissance des états de la résonance géante situés entre 18 et 23 MeV est de  $1,28 \pm 0,20$  soit  $44 \% \pm 4 \%$  vers le fondamental et  $56 \% \pm 4 \%$  vers le niveau  $2^+$ . Pour les états situés entre 23,5 et 28 MeV le rapport est de  $0,30 \pm 0,10$  soit  $77 \%$  vers le fondamental et  $23 \%$  vers le niveau  $2^+$ .

$^{28}\text{Si}$  : En pondérant les différentes mesures on trouve, que dans la région du maximum entre 18 et 22 MeV  $p = 0,12 \pm 0,05$ , soit une décroissance des états  $1^-$  de  $89 \%$  vers le fondamental et de  $11 \%$  vers le  $2^+$  à 1,78 MeV.

De 23 à 25 MeV l'intensité relative est de  $83 \%$  pour le fondamental et  $17 \%$  pour le  $2^+$ , soit  $p(23-25 \text{ MeV}) = 0,20 \pm 0,07$ . Entre 25 et 28 MeV dans une région où un maximum visible peut correspondre aux transitions à partir des couches profondes, la diffusion vers le premier  $2^+$  est faible ( $5 \%$ ). Dans la région de 18 à 20 MeV l'écart entre cette mesure et celles à  $E_m$  inférieur semble indiquer la possibilité d'une décroissance vers un niveau situé à 7 ou 8 MeV d'excitation qui pourrait

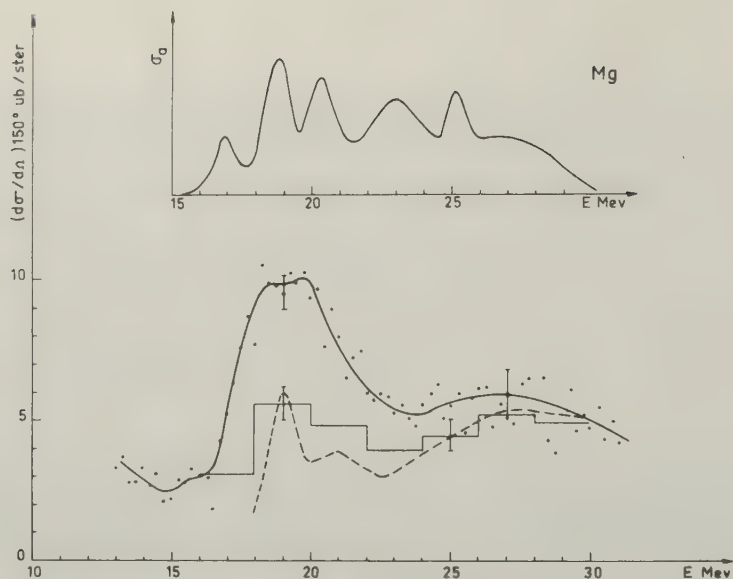


Fig. 11 - Mg naturel : section efficace différentielle de diffusion à  $150^\circ$  :  
 courbe expérimentale pour  $E_m = 32$  MeV. Dans la partie  
 supérieure de la figure est représentée la section  
 efficace d'absorption (53) .  
 - histogramme : section efficace différentielle de  
 diffusion élastique  
 ----- : section efficace différentielle de  
 diffusion scalaire calculée

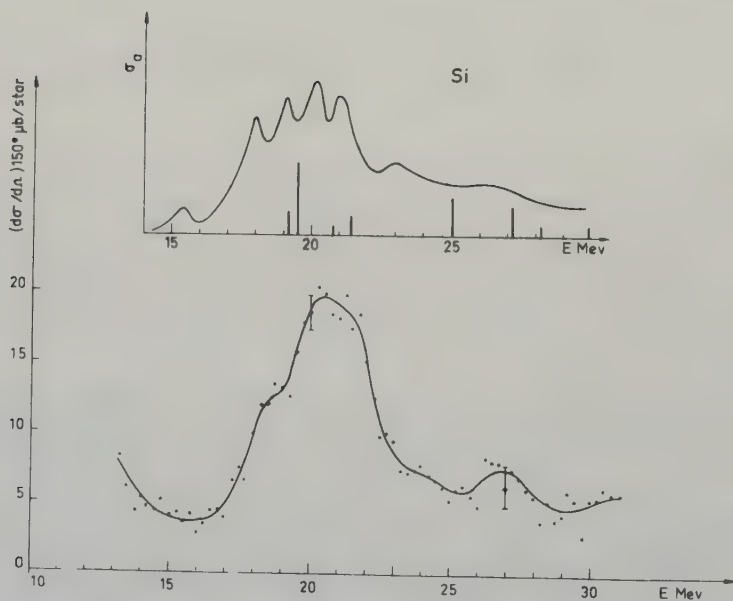


Fig. 12 -  $^{28}\text{Si}$  : section efficace différentielle de diffusion à  $150^\circ$  :  
 courbe expérimentale pour  $E_m = 32$  MeV. Dans la partie  
 supérieure est représentée la section efficace d'ab-  
 sorption (54) et le résultat du calcul de K. KAMIMURA  
 et al. (58) .

être le deuxième niveau  $2^+ T = 0$  - De cet écart on déduit le rapport d'embranchement vers ce niveau  $p(25-28 \text{ MeV}) = 0,15 \pm 0,08$

$^{32}\text{S}$  : De 18 à 23 MeV la mesure à  $E_m = 31 \text{ MeV}$  indique une diffusion inélastique plus petite que les mesures à  $E_m$  inférieur. Les résultats sont toutefois compatibles dans la limite des erreurs expérimentales. Donc de 18 à 23 MeV l'intensité relative des transitions des états  $1^-$  vers le fondamental et le premier niveau  $2^+$  à 2,25 MeV est respectivement de  $79 \pm 5 \%$  et  $21 \pm 5 \%$ . De 23 à 30 MeV ces mêmes transitions représentent

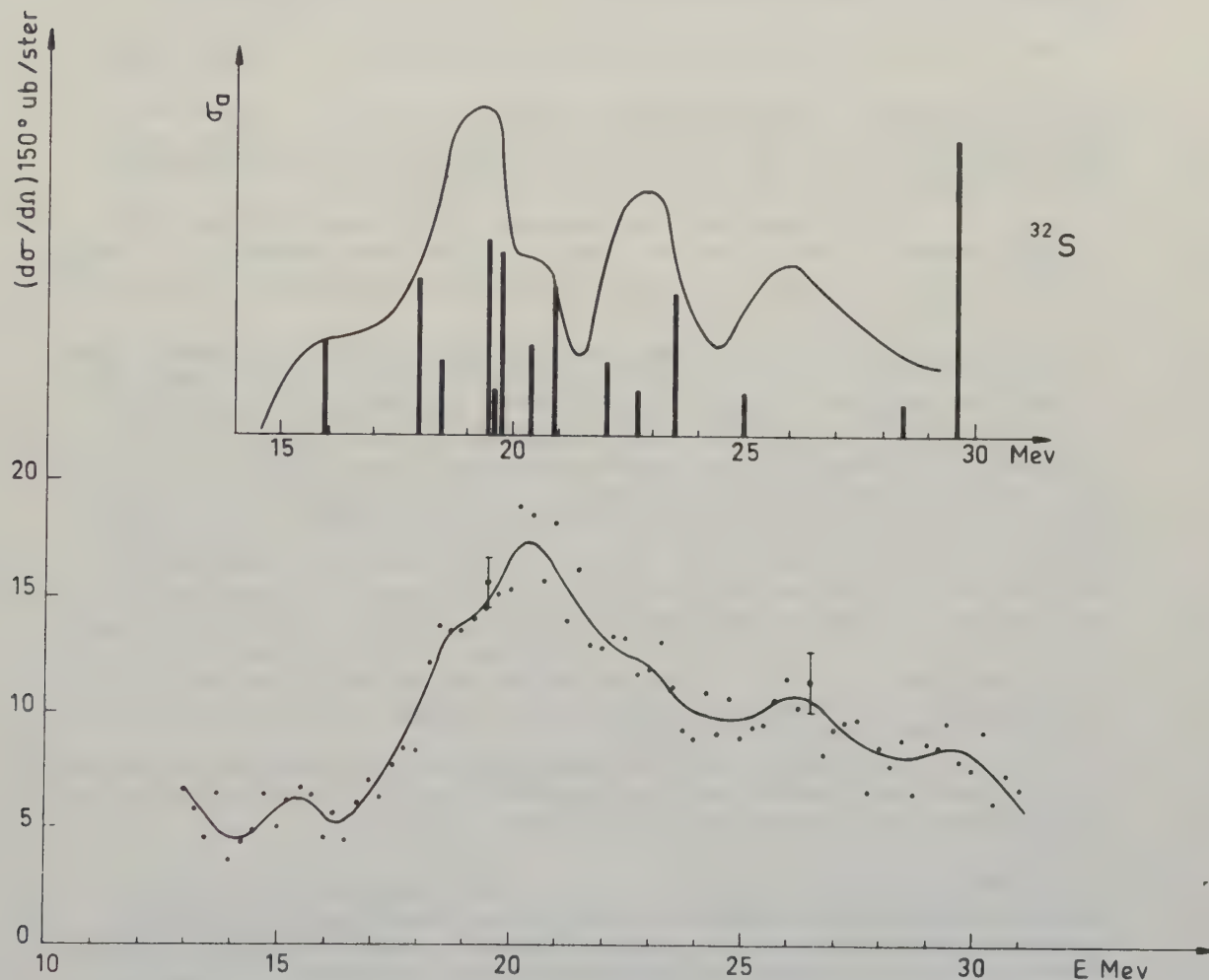


Fig. 13 -  $^{32}\text{S}$

section efficace différentielle de diffusion à  $150^\circ$  :  
courbe expérimentale pour  $E_m = 32 \text{ MeV}$ . Dans la partie  
supérieure est représentée la section efficace  
d'absorption [55] et le résultat du calcul de  
H. ARENHOVEL et al. [61] .

$77 \pm 5 \%$  et  $23 \pm 5 \%$  de l'intensité. Pour le  $^{32}\text{S}$  le rapport  $p(E)$  varie peu (de 0,26 à 0,29) dans toute la région de la résonance géante.

### III - COMPARAISON AVEC LES CALCULS THEORIQUES

$^{24}\text{Mg}$  : Dans le cas de  $^{24}\text{Mg}$  nos résultats sont en accord avec les rapports d'embranchement prévu par un modèle incluant les déformations nucléaires et faisant l'hypothèse que le niveau  $2^+$  à 1,37 MeV est rotationnel pur. Ce-

ci est assez bien vérifié par le rapport  $\frac{E_{4^+}}{E_{2^+}}$ , proche du rapport théori-

que pour un spectre rotationnel pur, et par la probabilité de transition  $B(2^+ \rightarrow 0^+)$  fortement accélérée par rapport à la probabilité de transition pour un niveau à une particule. Des calculs récents {55} montrent que la composante  $K = 0$  de l'état  $2^+$  est prédominante.

Des résultats expérimentaux, qui donnent des rapports d'embranchement en bon accord avec ceux calculés théoriquement si on fait l'hypothèse que le premier niveau  $2^+$  à 1,34 MeV est un niveau rotationnel pur, on tire les conclusions suivantes :

- La résonance géante de  $^{24}\text{Mg}$  est formée de deux groupes de niveaux : les états  $K = 0$  vers 20 MeV, les états  $K = 1$  vers 25 MeV, conséquence de la déformation de type allongé du  $^{24}\text{Mg}$  dans son état fondamental.

- La réaction  $(p, \gamma)$  peuple de façon prépondérante au-dessus de 21 MeV des états  $2^-$  et  $3^-$ . En effet alors que le rapport théorique  $\frac{B(1^- \rightarrow 2^-)}{B(1^- \rightarrow 0^+)}$  est

de 0,5 pour les états  $K = 1$  H. GOVE et al {56} observent un rapport voisin de 4, et L. FELDMAN et al {57} estiment qu'il n'y a pas plus de 10 % des transitions qui ont lieu vers le fondamental. Comme par absorption on ne forme que des états  $1^-$  et que le rapport d'embranchement est conforme au rapport théorique calculé, nous devons admettre que dans la réaction  $(p, \gamma)$  la diffusion supplémentaire vers le niveau  $2^+$  provient des états  $2^-$  et  $3^-$ . Une estimation approximative indique que 75 % des états  $K = 1$  formés par capture radiative des protons sont des états  $2^-$  et  $3^-$  et seulement 25 % des états  $1^-$ .

- La section efficace différentielle de diffusion élastique est en accord qualitatif avec la diffusion scalaire calculée à partir de la section efficace d'absorption par la relation de dispersion (Fig. 11).

$^{28}\text{Si}$  et  $^{32}\text{S}$  : Pour ces deux noyaux les rapports d'embranchement pour les différentes régions de la résonance géante révèlent une situation plus complexe que pour le  $^{24}\text{Mg}$  et ne permettent pas d'établir l'existence d'états  $K = 0$  et  $K = 1$  séparés. L'approximation qui considérerait le premier  $2^+$  comme rotationnel ne semble pas réaliste. Le rapport

$\frac{E_{4^+}}{E_{2^+}}$  s'écarte du rapport théorique et dans un calcul de HARTREE-FOCK des

états excités déformés, l'énergie du  $2^+$  est deux fois trop petite. Le caractère vibrationnel des niveaux  $2^+$  doit donc être pris en considération. Même en n'utilisant qu'une base sphérique, FARRIS et EISENBERG, trouvent des probabilités de transitions  $B(2^+ \rightarrow 0^+)$  proches des valeurs expérimentales.

Pour le  $^{28}\text{Si}$  nos résultats sont assez proches de ceux prévus par le modèle particule-trou. Dans les deux régions, de 18 à 23 MeV et de 25 à 28 MeV où sont prévus des niveaux de la résonance géante, les rapports d'embranchement sont proches des rapports théoriques alors que la diffusion inélastique est plus importante entre 23 et 25 MeV où ne sont pas prévus de niveaux dipolaires. Pour le  $^{32}\text{S}$  les résultats sont à la fois très éloignés de ceux prévus par le modèle particule-trou et par un modèle avec déformation nucléaire.

Une possibilité suggérée par nos résultats pour les noyaux moyens est de tenir compte du couplage des oscillations dipolaires avec les vibrations quadrupolaires. Mais pour les noyaux légers l'approximation adiabatique n'est pas réalisée : le rapport  $\frac{E(2^+)}{E(1^-)}$  varie de

$\frac{1}{5}$  à  $\frac{1}{10}$  alors que pour les noyaux moyens et lourds ce rapport varie de  $\frac{1}{30}$  à  $\frac{1}{100}$ . Une description microscopique est donc nécessaire.

Le premier niveau  $2^+$  est considéré comme un état vibrationnel quadrupolaire. Il existe deux sortes d'états : l'état dipolaire à 1 phonon et un état à 2 phonons composé de l'oscillation dipolaire et de la vibration quadrupolaire. Le couplage entre ces deux états les mélange. L'état dipolaire  $\psi_\alpha$  est alors la superposition d'états  $1^-$  et d'états à 2 phonons :

$$\psi_\alpha = C_{\alpha,1} \phi(1^-) + C_{\alpha,2} \phi[1^- \otimes 2^+] J^\pi = 1^-$$

Microscopiquement c'est une superposition d'états à  $1p-1t$  et  $2p-2t$  :

$$\psi_\alpha = \sum_j a_{\alpha,j} \phi_j(1p-1t) + \sum_k b_{\alpha,k} \phi_k(2p-2t) \quad (5-5)$$

Le couplage entre les états  $1p-1t$  et  $2p-2t$  est réalisé par l'interaction résiduelle à deux corps, excluant ainsi toute constante de couplage phénoménologique. Dans le cas du  $^{28}\text{Si}$  et  $^{32}\text{S}$  les calculs de KAMIMURA et al {58} utilisent la même interaction résiduelle que FARRIS et EISENBERG et les mêmes configurations pour l'état  $2^+$ . On obtient un nombre d'états  $1^-$   $T=1$  plus grand et plus dispersé que dans le cas où il n'y a pas d'interaction dipole-quadrupole.

Les probabilités de transitions ( $1^- \rightarrow 2^+$ ) se calculent de la même façon, des termes supplémentaires apparaissant alors dans la formule (5-2).

Le tableau 5-2 rassemble les résultats expérimentaux et les prévisions théoriques des différents modèles.

TABEAU 5-2

| Noyau            | $\Delta E$  | Expérience      | Théorie                         |                       |                                  |
|------------------|-------------|-----------------|---------------------------------|-----------------------|----------------------------------|
|                  |             |                 | base sphérique<br>{nos calculs} | base déformée<br>{18} | couplage<br>dipole-quad.<br>{58} |
| $^{24}\text{Mg}$ | 18 -23 MeV  | $1,28 \pm 0,2$  |                                 | 1,5                   |                                  |
|                  | 23,5-28 MeV | $0,30 \pm 0,1$  |                                 | 0,42                  |                                  |
| $^{28}\text{Si}$ | 18 -22 MeV  | $0,12 \pm 0,05$ | 0,10                            | 1,5                   | 0,06                             |
|                  | 22 -25 MeV  | $0,20 \pm 0,07$ |                                 |                       | 0,34                             |
|                  | 25 -28 MeV  | $0,05 \pm 0,02$ | 0,024                           | 0,4                   | 0,08                             |
| $^{32}\text{S}$  | 18 -23 MeV  | $0,26 \pm 0,08$ | 0,003                           |                       |                                  |
|                  | 23 -30 MeV  | $0,29 \pm 0,08$ | 0,02                            |                       |                                  |

-  $^{28}\text{Si}$  - l'inclusion de l'interaction dipole-quadrupole améliore l'accord notamment de 23 à 25 MeV et de 25 à 28 MeV.

-  $^{32}\text{S}$  - les calculs ne sont pas achevés et il est difficile de prévoir si le couplage des états  $1^-$  et  $2^+$  sera suffisant pour expliquer l'importance de la diffusion inélastique. On peut penser que théoriquement elle sera plus importante que pour  $^{28}\text{Si}$  : les réactions  $(d, ^3\text{H}_e)$  ou  $(^3\text{H}_e, \alpha)$  montrent que la couche  $1 d_{5/2}$  est occupée à 80 % {59} pour le  $^{28}\text{Si}$  alors que la couche  $1 s_{1/2}$  du  $^{32}\text{S}$  ne l'est qu'à 50 % {60}. L'influence des vibrations quadrupolaires sur le fondamental de  $^{32}\text{S}$  est donc très importante. Alors que par le calcul 1 particule-1 trou on ne trouve qu'un

état dipolaire dans la région de la résonance géante, le couplage dipole-quadrupole engendre un spectre d'états  $1^-$   $T = 1$  beaucoup plus compliqué que pour le  $^{28}\text{Si}$  (Fig. 12 et 13). Dans ce cas les vibrations quadrupolaires ont été traitées comme un état à 1 phonon  $\{61\}$ . Il n'est cependant pas exclu que pour obtenir un accord avec les valeurs expérimentales il soit nécessaire d'inclure une base déformée.

La polarisabilité tensorielle est due à l'anisotropie optique du noyau. La nature rotationnelle du premier niveau  $2^+$  du  $^{24}\text{Mg}$  et l'existence d'états  $\bar{K} = 0$  et  $K = 1$  sont la conséquence de la déformation permanente de ce noyau. Il en résulte une diffusion inélastique importante comme le prévoit la théorie de la diffusion. La situation est très différente pour le  $^{28}\text{Si}$  et le  $^{32}\text{S}$  et la faible diffusion inélastique pour le  $^{28}\text{Si}$  tendrait à prouver que sa forme d'équilibre est proche de la symétrie sphérique. La diffusion inélastique proviendrait alors de la déformation instantanée engendrée par les vibrations de surface de ce noyau.

Ceci pose un problème important car l'analyse de la diffusion inélastique des protons de 155 MeV détermine une structure identique du  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{28}\text{Si}$  et  $^{32}\text{S}$  et favorise le modèle collectif. Ces trois noyaux ont alors une déformation permanente. Le nombre d'approximations de la DWIA entraîne des incertitudes dans la détermination des valeurs absolues théoriques des sections efficaces, alors que les probabilités de transition des états  $1^-$  de la résonance géante vers les états  $0^+$  et  $2^+$  et les rapports d'embranchement sont un test précis des fonctions d'onde de ces états.

En outre la théorie de HARTREE-FOCK de la forme d'équilibre prédit une déformation importante du  $^{28}\text{Si}$  et une solution sphérique aussi probable que les solutions déformées pour le  $^{32}\text{S}$  {84} alors que nos résultats tendraient à prouver l'inverse. Il semble donc que le premier niveau excité  $2^+$  (du  $^{28}\text{Si}$  et du  $^{32}\text{S}$ ) n'a pas la même fonction d'onde intrinsèque que le fondamental et qu'il est nécessaire d'inclure les configurations  $1p-1t$  dans la description de ce niveau, donc de tenir compte de sa nature vibrationnelle.



## C H A P I T R E   V I

### REACTIONS $^{16}\text{O}(\gamma, n, p, \gamma')$ ET $^{12}\text{C}(\gamma, n, p, \gamma')$

Dans les noyaux légers l'émission de nucléon après absorption d'un photon a lieu principalement par un processus d'interaction directe.

La résonance géante de  $^{16}\text{O}$  est dominée par les configurations  $(1p_{3/2}^-, 1d_{3/2})$  et  $(1p_{3/2}^-, 1d_{5/2})$ . Dans  $^{15}\text{O}$  et  $^{15}\text{N}$  le fondamental  $(1/2^-)$  et le niveau vers 6 MeV  $(3/2^-)$  sont identifiés comme les états de trou  $1p_{1/2}^-$  et  $1p_{3/2}^-$ .

On doit donc s'attendre à une décroissance importante des états de la résonance géante vers les états excités des noyaux résiduels. Si des états excités, de configurations d'ordre supérieur aux configurations  $1p-1t$ , sont formés, on aura des indications sur l'existence d'états à  $2p-2t$ ,  $3p-3t$  ... dans la résonance géante.

L'étude des réactions  $^{16}\text{O}(\gamma, n)^{15}\text{O}$  et  $^{16}\text{O}(\gamma, p)^{15}\text{N}$  conduisait à des résultats contradictoires {63, 64, 65}. L'observation directe des  $\gamma$  émis par les niveaux excités des noyaux résiduels, peut lever les ambiguïtés précédentes. Nous avons également étudié le même phénomène pour le  $^{12}\text{C}$ .

Un problème, qui limite d'ailleurs l'application de cette méthode à un nombre très restreint de noyaux, est l'existence d'un bruit de fond important dû aux interactions des neutrons dans le cristal. Nous avons donc utilisé deux cristaux, le système d'analyse étant le même que pour l'étude de la diffusion :

- Un cristal de 7,2 cm de diamètre x 7,2 cm de long pour déterminer les sections efficaces.
- Le cristal de 22,8 cm de diamètre et 16,5 cm de haut pour mesurer la section efficace intégrée à 32 MeV et identifier les différents états excités formés dans les noyaux résiduels. Ceci uniquement pour  $^{16}\text{O}$  car pour  $^{12}\text{C}$ , les sections efficaces sont beaucoup plus petites, et le bruit de fond masque le phénomène intéressant.

Pour soustraire le bruit de fond on enregistre à la même énergie, le spectre avec 10 cm de plomb dans le collimateur, soit une transmission de 0,5 % pour les  $\gamma$ . On a vérifié que le spectre ainsi obtenu correspondait bien à tout le bruit de fond dû aux neutrons en remplaçant la cible par une cible de Be où le rapport  $\frac{n}{\gamma}$  est beaucoup plus grand que pour le  $^{12}\text{C}$  dans cette région d'énergie (de 2 à 10 MeV). On mesure le rendement des différentes réactions à des énergies maxima du rayonnement de freinage, variables par pas de 1 MeV de 21 à 32 MeV. On analyse ces courbes par la méthode de PENFOLD et LEISS, en déterminant pour chacune d'elles, deux sections efficaces croisées d'un pas de 2 MeV et décalées de 1 MeV.

# I - RESULTATS EXPERIMENTAUX

## a) Réaction $^{16}\text{O}(\gamma, \overset{n}{p}, \gamma')$

La Figure 14 montre un spectre expérimental, fond de neutron déduit obtenu à 32 MeV. Les niveaux  $3/2^-$  (6,18 MeV pour  $^{15}\text{O}$  et 6,33 MeV pour  $^{15}\text{N}$ ) sont les plus peuplés mais les niveaux de parités positives le sont aussi avec une intensité relativement importante, notamment les doublets

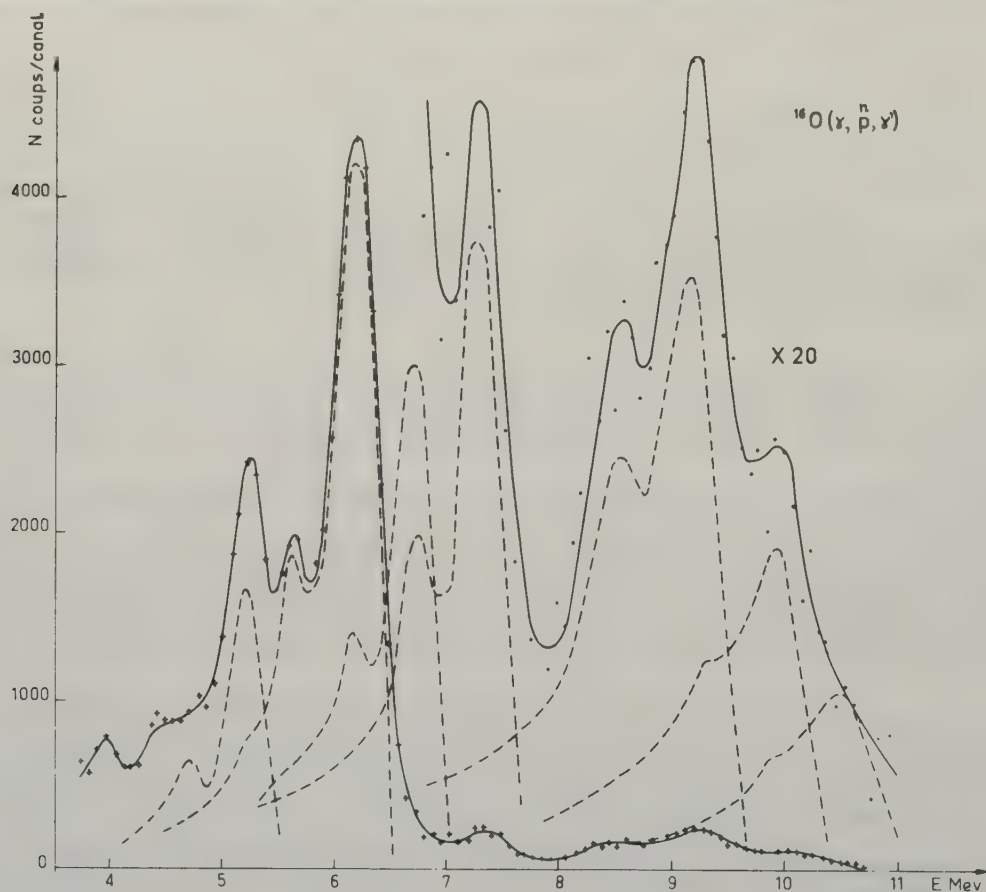


Fig. 14 -  $^{16}\text{O}(\gamma, \overset{n}{p}, \gamma')$

spectre expérimental des  $\gamma$  émis par désexcitation des états excités de  $^{15}\text{N}$  et  $^{15}\text{O}$  ( $E_m = 32$  MeV cristal 22,8 x 16,5 cm). La décomposition est indiquée en pointillée.

$1/2^+$  et  $5/2^+$  de  $^{15}\text{N}$  et  $^{15}\text{O}$  situés vers 5,3 MeV.

En combinant les spectres observés à des énergies maxima différentes du faisceau de freinage, les seuils pour la formation des états finaux et les décroissances par cascade de certains niveaux ( 9,2 , 9,9 et 10,5) on identifie les différents niveaux finaux formés et la réaction  $(\gamma, n)$  ou  $(\gamma, p)$  qui y conduit {tableau 6-1}.

TABLEAU 6-1

| Niveaux de $^{15}\text{N}$ et $^{15}\text{O}$ |                      | Réaction                  | Distribution Angulaire   | 32 MeV<br>$\sigma(E)dE$ (MeV-mb)<br>seuil | CADWELL<br>et al [66]<br>27 MeV<br>$\sigma(E)dE$<br>seuil |
|-----------------------------------------------|----------------------|---------------------------|--------------------------|-------------------------------------------|-----------------------------------------------------------|
| $E_x$                                         | Spin<br>et<br>Parité |                           |                          |                                           |                                                           |
| $\sim 5,3$                                    | $1/2^+$ et $5/2^+$   | $(\gamma, n + \gamma, p)$ | $1 + 0,18 \cos^2 \theta$ | 11,10                                     | 8,43                                                      |
| $\sim 6,3$                                    | $3/2^-$              | $(\gamma, n + \gamma, p)$ |                          | 34,27                                     | 31,73                                                     |
| 6,8                                           | $3/2^+$              | $(\gamma, n)$             |                          | 1,40                                      | 4,50                                                      |
| 7,3                                           | $3/2^+$              | $(\gamma, p)$             |                          | 1,90                                      | 5,47                                                      |
| 9,2                                           | $3/2^+$              | $(\gamma, p)$             |                          | 5,73                                      | 3,53                                                      |
| 9,9                                           | $1/2^+$ ou $3/2^+$   | $(\gamma, p)$             | $1 + 0,45 \cos^2 \theta$ | 1,67                                      | 2,36                                                      |
| $\sim 10,5 \pm 0,1$                           |                      | $(\gamma, p)$             |                          | 0,74(a)                                   | 2,34                                                      |
| 15,1                                          | $1^+$                | $(\gamma, \alpha)$        | $1 - 0,3 \cos^2 \theta$  | 0,31                                      | 0,23                                                      |

(a) Nous n'avons pas tenu compte du facteur  $\frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma}$  ce niveau n'étant pas identifié avec certitude. Erreur possible d'un facteur 2 ou 3.

Le problème le moins bien résolu concerne le niveau à 9,2 MeV. Dans  $^{15}\text{N}$  il y a deux niveaux très voisins à 9,16 et 9,22 MeV de parité différente. Le niveau à 9,16 MeV décroît à 86 % au fondamental, celui à 9,22 MeV à 41 % au fondamental et 31 % au doublet à 5,3 MeV, donc avec émission d'un  $\gamma$  de 3,9 MeV. On observe bien une raie à 3,9 MeV dans le spectre expérimental dont l'intensité conduit à attribuer toute l'intensité à 9,2 MeV au niveau 9,22 de parité positive.

Les distributions angulaires mesurées pour certains niveaux montrent que l'hypothèse de distributions isotropiques pour calculer les sections efficaces intégrées n'est pas justifiée. L'erreur introduite est faible et on fera cette hypothèse pour les niveaux formés dont les distributions n'ont pas été mesurées.

Les sections efficaces intégrées à 32 MeV et celles de J.T. CALDWELL et al {62} sont portées dans le tableau précédent. On a déduit des niveaux à 5,3 MeV et 6,3 MeV les contributions dues aux cascades des niveaux à 9,22 MeV et 9,9 MeV {67}. Compte tenu des limites d'intégrations différentes, les sections efficaces pour le doublet à 5,2 MeV et les niveaux à 6,3 MeV sont comparables.

La section efficace différentielle pour le niveau final  $3/2^-$  (à 6,3 MeV) (Fig. 15) montre que tous les états de la résonance géante émettent des nucléons vers le niveau  $3/2^-$ . Notre résolution est insuffisante pour résoudre ces niveaux mais la variation de la section efficace est approximativement identique à la section efficace d'absorption. C'est aussi vrai pour l'émission de nucléons vers le doublet positif à 5,3 MeV, le rapport des intensités

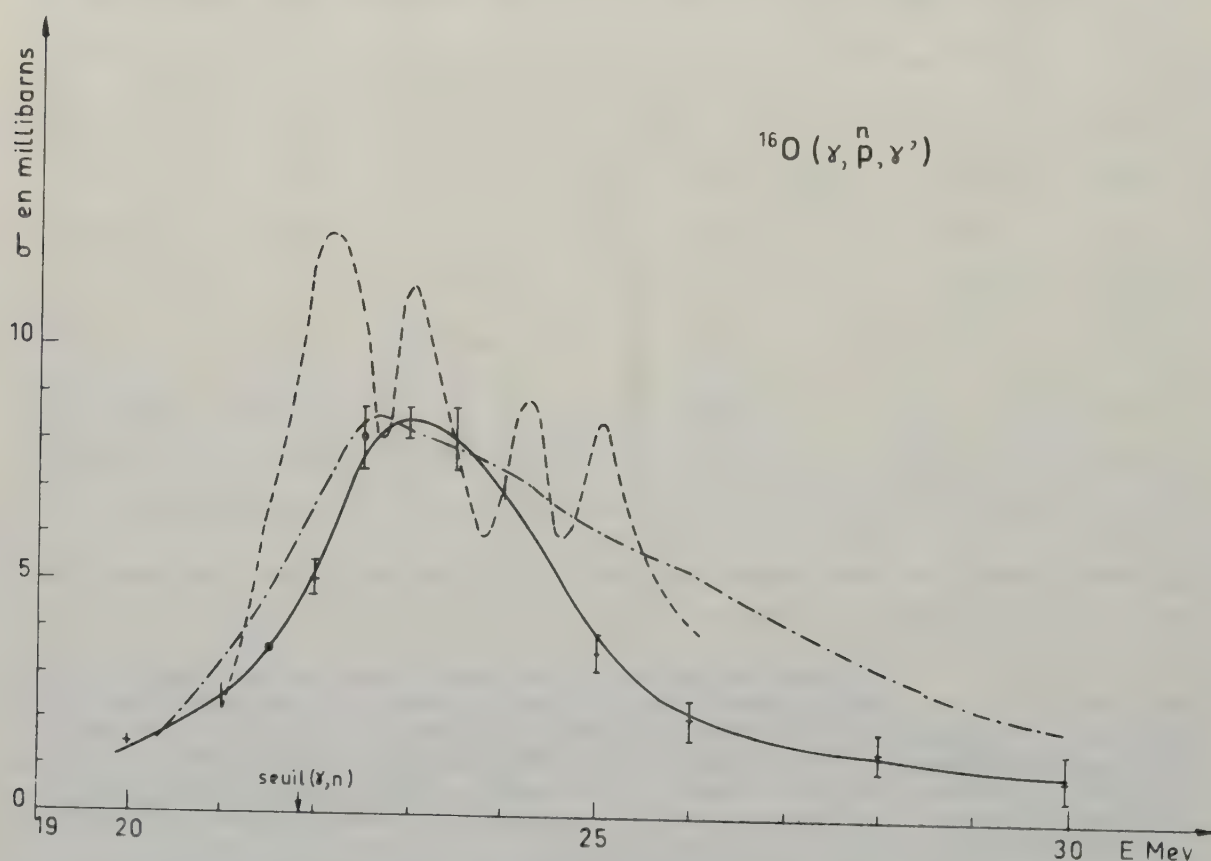


Fig. 15 -  $^{16}\text{O}(\gamma, p, n)\gamma'$  section efficace pour les protons et les neutrons émis au niveau  $\frac{3}{2}^-$  de  $^{15}\text{N}$  (6,33 MeV) et  $^{15}\text{O}$  (6,16 MeV)  
 -.- section efficace  $^{16}\text{O}(\gamma, p)^{15}\text{N}^{6,33} + ^{16}\text{O}(\gamma, n)^{15}\text{O}^{6,16}$   
 calculée par B. BUCK et A.D. HILL {8}  
 ..... section efficace d'absorption {70}

au 6,3 MeV et 5,3 MeV restant presque constant de 22 à 31 MeV (tableau 6-2).

TABLEAU 6-2

| $E_{\text{max}}$ (MeV) | 21           | 23           | 25           | 27           | 29           | 31             |
|------------------------|--------------|--------------|--------------|--------------|--------------|----------------|
| 6,3( $\pi^-$ )         | 71 $\pm$ 8 % | 74 $\pm$ 6 % | 73 $\pm$ 6 % | 74 $\pm$ 6 % | 76 $\pm$ 6 % | 75,5 $\pm$ 6 % |
| 5,3( $\pi^+$ )         | 29 $\pm$ 8 % | 26 $\pm$ 6 % | 27 $\pm$ 6 % | 26 $\pm$ 6 % | 24 $\pm$ 6 % | 24,5 $\pm$ 6 % |

Pour les niveaux à 9,2 et 9,9 MeV une courbe d'excitation {68} montre que les protons sont émis par un niveau de la résonance géante situé à  $22,8 \pm 0,2$  MeV dont la largeur déterminée par des mesures d'auto-absorption est comprise entre 0,5 et 1 MeV. Le niveau à 15,1 MeV est peuplé par l'émission d'un  $\alpha$  à partir d'un niveau de la résonance géante à  $24,4 \pm 0,2$  MeV et dont la largeur est inférieure à 1 MeV. La distribution angulaire du  $\gamma$  de 15,1 MeV  $1 - 0,33 \cos^2 \theta$  définit le moment angulaire du  $\alpha$  émis, soit  $l_\alpha = 1$  et le spin et la parité du niveau émetteur, soit  $J^\pi = 1^-$ .

Il existe deux mesures d'absorption {69, 70} et de nombreuses mesures de sections efficaces des réactions  $(\gamma, n)$  et  $(\gamma, p)$ . Pour être cohérent nous retiendrons les valeurs des sections efficaces déterminées à partir d'un spectre de freinage, celles mesurées avec un faisceau de photons monochromatiques étant en général plus petites. Ainsi les sections efficaces intégrées à 32 MeV sont de 62 MeV-mb pour la réaction  $(\gamma, n)$  {71} et de 78 MeV-mb pour la réaction  $(\gamma, p)$  {65} soit 140 MeV-mb qui représentent bien une valeur moyenne de la section efficace intégrée d'absorption. A partir de cette valeur les sections efficaces intégrées pour les transitions vers les différents états des noyaux résiduels sont :

- Fondamental  $1/2^-$  : 82,8 MeV-mb (59,5  $\pm$  5 %)
- Etats excités  $3/2^-$  : 34,3 MeV-mb (24,5  $\pm$  3 %)
- Etats excités positifs : 22,5 MeV-mb (16  $\pm$  3 %)

#### b) Réaction $^{12}\text{C}(\gamma, p, \gamma')$

Les états finaux excités formés par émission de protons ou de neutrons sont les niveaux  $1/2^-$ ,  $5/2^-$ ,  $3/2^-$ ,  $7/2^-$  de  $^{11}\text{B}$  à 2,14 4,46 5,03 et 6,76 MeV et les niveaux correspondants du  $^{11}\text{C}$  excepté le  $7/2^-$ . L'existence d'un  $\gamma$  de  $5,7 \pm 0,2$  MeV ainsi que l'intensité au-delà de 6,8 MeV dans le

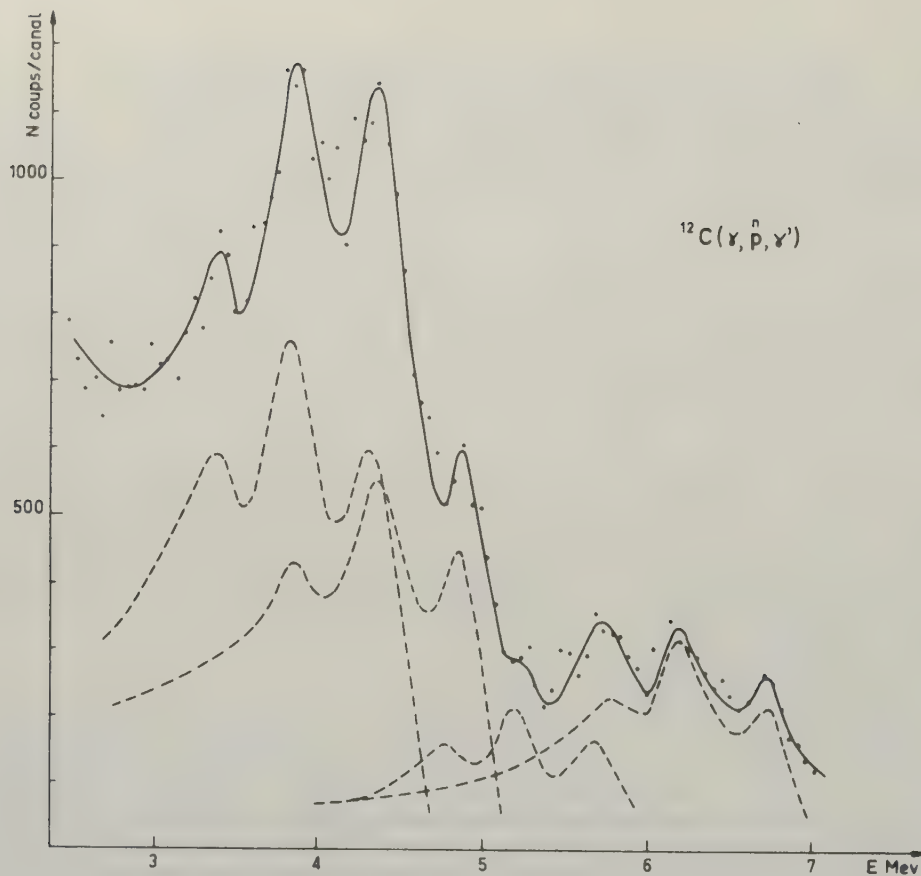


Fig. 16 -  $^{12}\text{C}(\gamma, n, \gamma')$  spectre expérimental des  $\gamma$  émis par désexcitation des niveaux excités de  $^{11}\text{B}$  et  $^{11}\text{C}$  ( $E_m = 31$  MeV, cristal  $7,5 \times 7,5$  cm).

spectre de photons conduisent en outre à l'émission de protons vers le niveau 7,99 MeV du  $^{11}\text{B}$  de spin  $3/2$  et de parité positive.

Pour  $^{12}\text{C}$  l'erreur sur les sections efficaces est plus importante que pour  $^{16}\text{O}$  car, outre le fond de neutrons relativement plus important, nous devons aussi estimer la contribution de la réponse de cristal au 15,1 MeV dans cette région d'énergie, et l'excitation directe du niveau  $2^+$  à 4,43 MeV du  $^{12}\text{C}$ .

TABLEAU 6-3

| Etats<br>Excités | $^{11}\text{B}$<br>$E_x$ (MeV) | $^{11}\text{C}$<br>$E_x$ (MeV) | Réaction                  | $\left. \begin{array}{l} 31 \text{ MeV} \\ \sigma(E)dE (\text{MeV}\cdot\text{mb}) \\ \text{seuil} \end{array} \right\}$ | S.C. FULTZ<br>{76} |
|------------------|--------------------------------|--------------------------------|---------------------------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|--------------------|
| $1/2^-$          | 2,14                           | 2                              | $(\gamma, p + \gamma, n)$ | 4,13                                                                                                                    | 7 MeV-mb           |
| $5/2^-$          | 4,46                           | 4,32                           | $(\gamma, p + \gamma, n)$ | 2,95                                                                                                                    |                    |
| $3/2^-$          | 5,03                           | 4,81                           | $(\gamma, p + \gamma, n)$ | 3,25                                                                                                                    |                    |
| $7/2^-$          | 6,76                           |                                | $(\gamma, p)$             | 1,09                                                                                                                    |                    |
| $3/2^+$          | 7,99                           |                                | $(\gamma, p)$             | <u>1,54</u><br>12,96 $\pm$ 2                                                                                            |                    |

Le tableau 6-3 présente l'ensemble des résultats. Les sections efficaces intégrées à 31 MeV sont calculées dans l'hypothèse d'une répartition angulaire isotropique et en tenant compte des cascades entre les différents niveaux {72}. La section efficace intégrée  $(\gamma, p)$  est de 50 MeV-mb jusqu'à 31 MeV {73} et de 51,4 MeV-mb pour  $(\gamma, n)$  {74}, soit au total 101,4 MeV-mb. Les probabilités de désexcitation sont

- au fondamental de 87 %
- donc - aux états excités  $\pi^-$  de  $11,5 \pm 2$  %
- aux états excités  $\pi^+$  de  $1,5 \pm 1$  %

La probabilité de formation d'états excités est donc beaucoup plus faible que pour  $^{16}\text{O}$  (41 %) mais est cependant suffisante pour expliquer les différences dans la forme des sections efficaces  $(\gamma, n)$  mesurées par des méthodes différentes. F.W. FIRK et al {75} déterminent la section efficace  $(\gamma, n)$  par une méthode de temps de vol en supposant que toutes les transitions vont au fondamental. La comparaison avec la section efficace  $(\gamma, n_0)$  de S.C. FULTZ et al {76} montre l'existence d'un excès de neutrons entre 20 et 23 MeV correspondant à des neutrons émis vers les états excités, ce que confirme nos résultats puisque ces neutrons qui ont 2, 4,3 ou 4,8 MeV d'énergie de moins que ceux allant au fondamental sont principalement émis par des états au-dessus de 23 MeV. Des différences similaires entre sections efficaces  $(\gamma, p)$  et  $(\gamma, p_0)$  doivent aussi être attribués à l'existence de ces transitions vers des états excités.

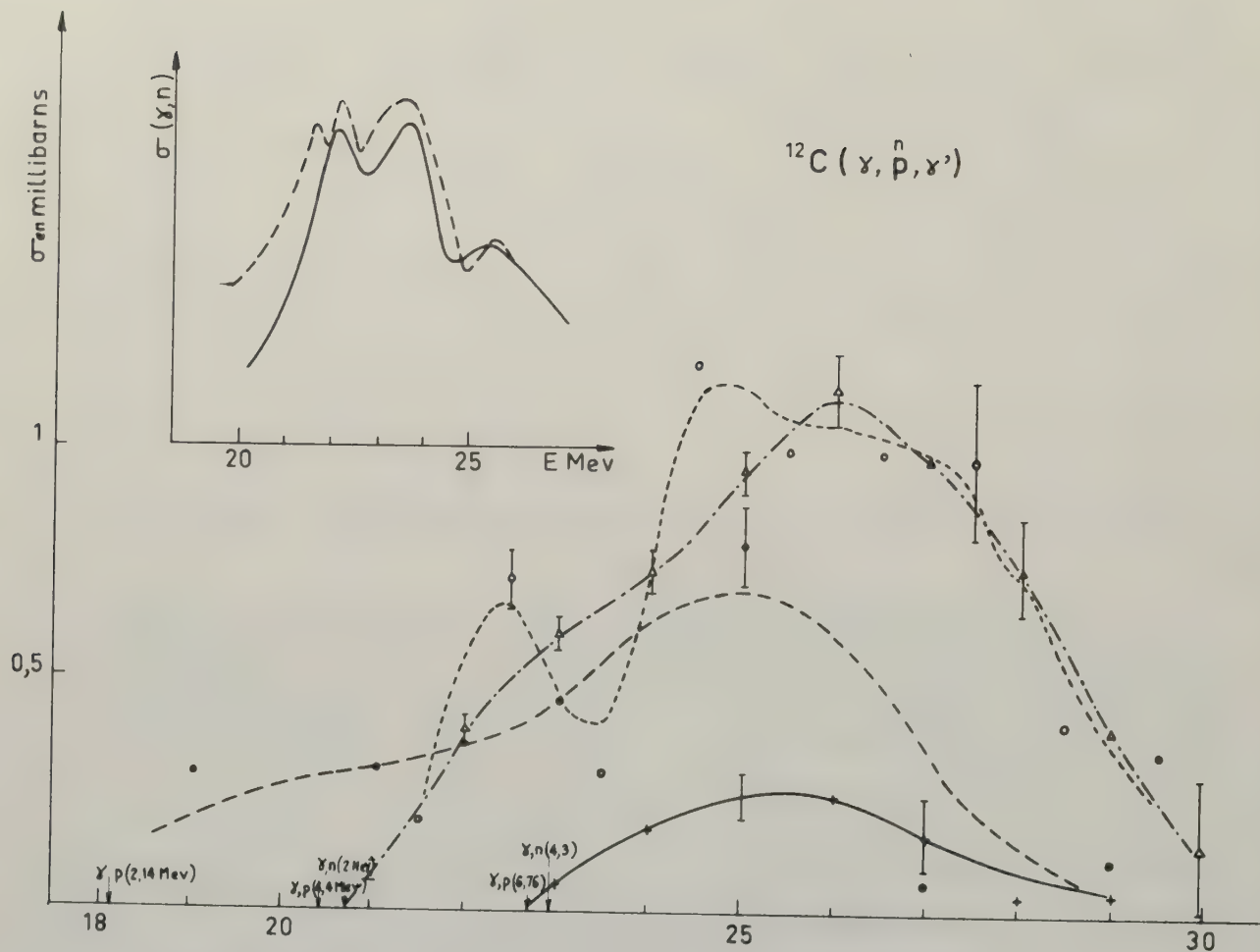


Fig. 17 -  $^{12}\text{C}(\gamma, \bar{p}, n, \gamma')$  sections efficaces d'émission de nucléons vers les différents états excités de  $^{11}\text{B}$  et  $^{11}\text{C}$ .  
 ----  $(\gamma, n + \gamma, p)$ : niveaux  $\frac{1}{2}^-$  de  $^{11}\text{B}$  (2,14 MeV) et  $^{11}\text{C}$  (2 MeV)  
 - . . -  $(\gamma, n + \gamma, p)$ : niveaux  $\frac{5}{2}^-$  et  $\frac{3}{2}^-$  de  $^{11}\text{B}$  (4,46 et 5,03 MeV) et  $^{11}\text{C}$  (4,32 et 4,81 MeV)  
 ..... même section efficace avec un pas de 1 MeV  
 —  $(\gamma, p)$ : niveau  $\frac{7}{2}^-$  de  $^{11}\text{B}$  (6,76 MeV).  
 partie supérieure : sections efficaces  $(\gamma, n_0)$  {76} (—) et  $(\gamma, n)$  {75} (----).

Dans le cas du  $^{12}\text{C}$  la variation des sections efficaces pour les transitions vers les états excités ne présente plus du tout la même structure que la résonance géante. Le maximum des sections efficaces se situe vers 25-26 MeV. Les niveaux principaux à 22,2 MeV et 23,7 MeV émettent donc peu de nucléons vers les états excités, alors qu'à 25,5 MeV 18 % des nucléons sont émis vers ces mêmes états excités. La section efficace pour les niveaux  $5/2^-$  et  $3/2^-$  (non séparés) a aussi été calculée avec un pas de 1 MeV. La structure visible sur la courbe  $\Delta = 2$  MeV est résolue.

## II - COMPARAISON AVEC LA THEORIE

### a) Cas de $^{16}\text{O}$

Jusqu'ici les états de la résonance géante étaient calculés dans le cadre du modèle particule-trou avec un puits à bords infinis. On obtenait donc des états liés. Or la résonance géante située bien au-dessus du seuil d'émission de particules est dans le continuum. Les largeurs partielles des niveaux étaient alors calculées en séparant arbitrairement le problème en 2 étapes: calcul des états stationnaires, puis des largeurs avec les fonctions d'onde du modèle optique pour décrire les particules sortantes. De nombreux efforts sont faits pour traiter les effets du continuum c'est-à-dire construire un Hamiltonien qui contienne les états liés et un continuum d'états d'énergie positive.

Nous comparerons nos résultats aux calculs de B. BUCK et A.D. HILL { 8 } qui déterminent les sections efficaces partielles et non pas seulement la section efficace d'absorption. La réaction photonucléaire est traitée comme un problème de diffusion à A nucléons ou un neutron est incident sur un noyau de (A-1) nucléons. L'interaction entre particule et noyau est alors l'interaction classique à 2 corps du potentiel complexe du modèle optique et l'interaction résiduelle particule-trou.

Si  $\psi_{ph}^{JM^\pi}(r_o)$  est la fonction d'onde pour un nucléon interagissant avec un état de trou donné du noyau, les équations couplées pour les fonctions d'onde radiales s'écrivent :

$$(6-1) \quad \left[ \frac{\hbar^2}{2M} \left\{ \frac{\ell(\ell+1)}{r_o^2} - \frac{d^2}{dr_o^2} \right\} + V_{HF} - E_c \right] f_c^{J^\pi}(r_o) =$$

$$- \sum_c \left| V_{cc}^N, f_c^{J^\pi}(r_o) + V_{cc}^D, f_c^{J^\pi}(r_o) \right|$$

ou  $f_c^{J\pi}(r_0)$  sont les fonctions d'onde radiales de  $\psi_{ph}^{JM\pi}(r_0)$ .  $c$  contient les nombres quantiques des fonctions d'onde radiales qui définissent la voie de la réaction.  $V$  sont les opérateurs de couplage.

On fait deux approximations :

- L'interaction  $V(r_1, r_2)$  entre 2 nucléons est réduite à une interaction  $\delta$ .
- On néglige les termes qui contiennent des intégrales dans les termes de couplage.

Le système se réduit alors à un système d'équations différentielles couplées ne comprenant que des potentiels de couplage locaux. Finalement on remplace  $V_{HF}$  par un potentiel local :

$$(6-2) \quad \left[ \frac{\hbar^2}{2M} \left\{ \frac{\ell(\ell+1)}{r_o^2} - \frac{d^2}{dr^2} \right\} + V_o^{(c)}(r) - E_c \right] f_c^{J\pi}(r) + \sum_c V_{cc}^{J\pi}(r) f_c^{J\pi}(r) = 0$$

A chaque voie initiale  $C_i$  correspondant aux différents états de trous du noyau  $A-1$ , on a un système  $f_{cc_i}^{J\pi}(r)$ .

On intègre les équations couplées de  $r = 0$  à  $r = R$  ou  $V_o$  et  $V_{cc}$  deviennent négligeables et on raccorde au point  $R$  aux fonctions coulombiennes pour déterminer les amplitudes  $M_{cc_i}^{J\pi}$ . Pour  $r$  grand les fonctions radiales ont la forme asymptotique :

$$f_{c_i c_i}^{J\pi}(r) \sim F_{\ell_i}(k_i r) + M_{c_i c_i}^{J\pi} H_{\ell_i}(k_i r)$$

$$f_{cc_i}^{J\pi}(r) \sim M_{cc_i}^{J\pi} H_{\ell}(k_c r) \quad c \neq c_i$$

$k_i$  = nombre d'onde du nucléon incident.

Les fonctions d'onde du continuum sont développées en terme des fonctions de base. La section efficace intégrée s'écrit alors :

$$(6-3) \quad \sigma_{f_i}^{J\pi} = \frac{4\pi}{k_i^2} \frac{k_f}{k_i} \frac{2J+1}{(2s+1)(2I_i+1)} \sum_{c_f c_i} \left| M_{c_f c_i}^{J\pi} \right|^2$$

$i$  correspond au noyau cible -  $f$  à l'état résiduel.

Avec les fonctions de diffusion on construit les composantes  $1^-$  de la fonction d'onde totale pour l'état excité du noyau de A particules et l'on calcule l'amplitude de probabilité pour que cet état décroisse au fondamental par émission de photons. L'application du principe du renversement du temps conduit alors aux sections efficaces différentielles  $(\gamma, N)$ .

Le noyau  $^{16}\text{O}$  est considéré comme un noyau à double couche fermée. Les états de trou possibles sont les états  $1p_{1/2}^-$  et  $1p_{3/2}^-$  identifiés au niveau  $1/2^-$  du fondamental et  $3/2^-$  de 6,2 MeV d'excitation dans  $^{15}\text{O}$  et  $^{15}\text{N}$ . Dix configurations 1 particule-1 trou contribuent à former les états  $1^-$ :  $1p_{1/2}^-$  ( $2s_{1/2}, 1d_{3/2}$ ) et  $1p_{3/2}^-$  ( $2s_{1/2}, 1d_{3/2}, 1d_{5/2}$ ), neutrons et protons étant traités distinctement. Il est nécessaire d'introduire une partie imaginaire dans le potentiel optique pour obtenir des sections efficaces d'un ordre de grandeur identique à celui de l'expérience,  $W_0^{(c)} = 0,5 \text{ MeV}$ . Les sections efficaces reproduisent les deux états obtenus précédemment dans un calcul des états stationnaires  $1^-$  à 22,2 MeV et 24,5 MeV dont les configurations sont à 90 % ( $1p_{3/2}^-, 1d_{5/2}$ ) et ( $1p_{3/2}^-, 1d_{3/2}$ ).

La structure théorique pour la décroissance au fondamental ou au niveau  $3/2^-$  est identique sauf pour  $(\gamma, n^{6,3})$  où l'effet de seuil joue un rôle important.

Si on compare notre section efficace  $(\gamma, n + \gamma, p)$  avec celle calculée pour la décroissance vers le niveau  $3/2^-$  on observe un accord qualitatif assez bon, sauf au-delà de 24 MeV où la section efficace expérimentale diminue plus vite que la section efficace théorique. Le maximum expérimental à 23 MeV au lieu de 22,5 MeV peut s'expliquer par une contribution importante du niveau à 23 MeV qui n'a d'équivalent théorique ni dans la section efficace ni dans les calculs d'états stationnaires.

Si on compare les sections efficaces intégrées des différents processus (Tableau 6-4) on voit que dans la voie  $1p_{1/2}^-$  l'écart théorie

TABLEAU 6-4

| Réaction                 | Limite d'Intégration | Sections efficaces intégrées |                         |
|--------------------------|----------------------|------------------------------|-------------------------|
|                          |                      | Théoriques (MeV.mb)          | Expérimentales (MeV.mb) |
| $\gamma(p_o + n_o)1/2^-$ | 32 MeV               | 90 (52 %)                    | 83 (59 %)               |
| $\gamma(p' + n')3/2^-$   | 32 MeV               | 83 (48 %)                    | 34 (25 %)               |
| $\gamma(p' + n')\pi^+$   | 32 MeV               | 0                            | 22 (16 %)               |

expérience est minime alors que dans la voie  $1p_{3/2}^-$  on a presque un facteur 2 d'écart. Enfin la théorie ne prévoit aucune émission de nucléons vers d'autres états des noyaux résiduels et notamment ceux de parité positive.

Les niveaux  $1/2^+$ ,  $5/2^+$  du doublet à 5,3 MeV,  $3/2^+$  à 7,3 MeV et  $3/2^+$  à 9,2 MeV de  $^{15}\text{N}$  et les niveaux analogues de  $^{15}\text{O}$  sont en général décrits comme des états à 1 particule-deux trous, soit qu'il existe des configurations 2p-2t dans le fondamental de  $^{16}\text{O}$ , soit que ces états sont formés par couplage des états de trou  $1p_{1/2}^-$  et  $1p_{3/2}^-$  avec des vibrations collectives de  $^{16}\text{O}$ . L'émission de nucléons vers ces états confirme donc l'existence de configurations 2p-2t dans les états de la résonance géante. V. GILLET et al. {7} ont montré que le couplage des états 2p-2t aux états 1p-1t du continuum produit une structure fine. Les états 2p-2t correspondent au creux à 22,75 MeV et aux deux creux dans l'état à 25 MeV. Il apparaît un pic à 23 MeV résultat de l'interférence des états 2p-2t avec les états 1p-1t. Ces conclusions sont confirmées par nos résultats expérimentaux sur trois points :

- Le rapport constant entre l'émission de nucléons vers le doublet positif à 5,3 MeV et l'état  $3/2^-$  dans toute la résonance géante, montre que les états 2p-2t se mélangent à tous les états de la résonance géante.
- Les nucléons émis vers les niveaux aux environs de 9 MeV d'excitation du noyau résiduel proviennent d'un état à  $22,8 \pm 0,2$  MeV dans  $^{16}\text{O}$ . Ces niveaux finaux sont des états 1p-2t. Le niveau à 22,8 MeV doit donc être considéré comme l'état 2p-2t prévu par le calcul de V. GILLET et al. à la même énergie. La section efficace intégrée de 7,4 MeV-mb soit 0,5 % de l'intensité dipolaire de la résonance géante et la largeur du niveau ( $0,5 < \Gamma < 1$  MeV) sont compatibles avec l'existence de cette composante 2p-2t.

M. SUFFERT {77} observe aussi par réaction (d, $\gamma$ ) un niveau dipolaire à la même énergie et d'une largeur  $\Gamma = 0,4$  MeV, niveau qui ne peut être dû qu'aux composantes 2p-2t des états dipolaires.

- L'émission de particules  $\alpha$  par un niveau dipolaire à  $24,5 \pm 0,2$  MeV ne peut avoir lieu que par l'intermédiaire d'une composante 4p-4t de cet état. Si jusqu'à 23 MeV l'accord théorie-expérience est bon quant à la position des pics et des creux, au-delà l'accord est plus incertain et les écarts sont attribués aux composantes possibles 3p-3t, 4p-4t négligées et qui se situent à une énergie voisine des composantes 2p-2t.

L'existence de composantes 2p-2t dans les états de la résonance géante (16 % de l'intensité dipolaire totale jusqu'à 32 MeV) pose le problème du mécanisme de réaction puisque l'opérateur dipolaire est un opérateur à un corps. Les composantes 2p-2t peuvent être excitées indirectement par l'intermédiaire de l'interaction résiduelle à 2 corps entre les configurations 1p-1t et les configurations 2p-2t présentes dans le fondamental. L'ordre de grandeur expérimental correspond à peu près aux déviations du fondamental de  $^{16}\text{O}$  par rapport à une double couche fermée. Un calcul théorique, qui inclut les états du modèle en couche et des états déformés, conduit à une proportion de 22 % d'états 2p-2t dans le fondamental de  $^{16}\text{O}$  {78}. La réaction  $^{16}\text{O}(d,^3\text{He})^{15}\text{N}$  {79} à 34,4 MeV met de son côté en évidence la présence de configurations 2p-2t dans le fondamental de  $^{16}\text{O}$ , le doublet  $1/2^+$ ,  $5/2^+$  à 5,3 MeV étant fortement

excité. Mais la possibilité de pick-up par excitation du coeur  $^{16}\text{O}$  n'est pas exclue. La diffusion inélastique des  $\alpha$  sur  $^{15}\text{N}$ ,  $^{15}\text{O}$  et  $^{16}\text{O}$  {80} suggère d'ailleurs que le niveau  $5/2^+$  à 5,27 MeV est construit par couplage du trou  $1p_{1/2}^-$  avec la vibration octupolaire  $3^-$  à 6,2 MeV de  $^{16}\text{O}$  et les niveaux  $1/2^+$  à 5,3 MeV et  $3/2^+$  à 7,3 MeV de  $^{15}\text{N}$  par couplage du trou  $1p_{1/2}^-$  à la vibration  $1^-$  à 7,12 MeV de  $^{16}\text{O}$ . Dans ce cas les niveaux de  $^{15}\text{N}$  et  $^{15}\text{O}$  sont encore décrits comme des niveaux  $1p-2t$  (la vibration  $3^-$  a principalement une composante  $(1p_{1/2}^-, 1d_{5/2})$ ) et les états  $2p-2t$  de la résonance géante peuvent décroître vers ces états des noyaux résiduels. Les états  $2p-2t$  dans la résonance géante résulteraient alors du couplage des oscillations dipolaires avec les vibrations de surface. Ces deux mécanismes peuvent coexister, mais actuellement aucun calcul ne permet d'estimer quelle est leur contribution respective aux configurations  $2p-2t$  de la résonance géante.

#### b) Cas de $^{12}\text{C}$

Si  $^{12}\text{C}$  est considéré comme un noyau sphérique avec une couche  $1p_{3/2}$  fermée, le calcul particule-trou ne conduit en dessous de 30 MeV qu'à un seul état  $1^-$   $T = 1$  à 22 MeV dont la fonction d'onde a une composante  $(1p_{3/2}^-, 1d_{5/2})$  prédominante ( $\sim 0,9$ ). L'introduction d'une base déformée est capable de générer des états dans la région de 25 MeV où existe une intensité dipolaire importante.

Mais une autre approche est possible, qui rend compte de l'existence d'états excités de la résonance géante construits sur le premier niveau  $2^+$  à 4,43 MeV. Dans ce modèle on couple les oscillations dipolaires avec les vibrations de surface {81}. La condition d'adiabaticité n'étant pas remplie, une description microscopique de ce couplage est nécessaire. La fonction d'onde des états dipolaires est alors une superposition d'états à 1 phonon  $1p-1t$  et d'états  $2p-2t$  (équation 5-5). Le calcul contient les approximations suivantes :

- Le fondamental de  $^{12}\text{C}$  est à double couche fermée.
- Le niveau  $2^+$  à 4,43 MeV est une vibration quadrupolaire. Seule la configuration principale est prise en considération.

Malgré ces restrictions plusieurs états  $1^-$  apparaissent vers 25 MeV avec une intensité dipolaire comparable à l'expérience. L'état principal à 21,2 MeV à une configuration  $(1p_{3/2}^-, 1d_{5/2})$  dominante, alors qu'à 25 MeV les configurations  $2p-2t$  sont les plus importantes. Dans la réaction  $(p,\gamma)$  les composantes  $1p-1t$  des états dipolaires contribuent en majorité à la décroissance vers le fondamental, les composantes  $2p-2t$  à la décroissance vers le niveau  $2^+$ . La réaction inverse ( $\gamma$ , nucléons) doit donc peupler les états des noyaux résiduels formés par couplage du trou  $1p_{3/2}^-$  au  $2^+$  du  $^{12}\text{C}$ . Les niveaux finaux possibles seront donc les niveaux  $1/2^-$ ,  $3/2^-$ ,  $5/2^-$  et  $7/2^-$  c'est-à-dire ceux qui sont effectivement peuplés par les états de la résonance géante. Les états

entre 21 et 24 MeV étant principalement formés de composantes  $1p-1t$  il est normal que l'émission de nucléons vers les états finaux excités, outre les effets de seuil, soit inhibée comme le montre les sections efficaces expérimentales.

Le tableau 6-5 compare les sections efficaces intégrées et les probabilités théoriques de transition.

TABLEAU 6-5

| Intervalle d'intégration | $\int \sigma$ total (MeV-mb) | $\int \sigma$ états excités (MeV-mb) | $\int \sigma$ états excités      | $\int \sigma$ états excités   |
|--------------------------|------------------------------|--------------------------------------|----------------------------------|-------------------------------|
|                          |                              |                                      | $\int \sigma$ total Expérimental | $\int \sigma$ total Théorique |
| - seuil - 24 MeV         | 51                           | 3,3                                  | 0,06                             | 0,015                         |
| - 24 MeV-31 MeV          | 50                           | 8,1                                  | 0,16                             | 0,27                          |
| - seuil - 31 MeV         | 101                          | 11,4                                 | 0,11                             | 0,13                          |

Pour l'ensemble de la résonance les rapports théoriques et expérimentaux sont pratiquement identiques.

Dans les deux régions considérées (du seuil à 24 MeV et de 24 MeV à 31 MeV), les rapports  $\frac{\int \sigma \text{ états excités}}{\int \sigma \text{ Total}}$  expérimentaux sont un peu différents de ceux prévus, mais c'est bien entre 24 MeV et 31 MeV que la probabilité de décroissance vers les états excités finaux est la plus grande.

Le niveau  $5/2^-$  est peuplé avec la même intensité que le niveau  $3/2^-$ , intensité peu inférieure à celle du  $1/2^-$ . Si le fondamental du  $^{12}\text{C}$  contient des configurations  $2p-2t$ , il doit y avoir des particules dans la couche  $1f$  et  $2p$ . L'intensité avec laquelle les niveaux précédents sont peuplés n'est pas compatible avec un calcul théorique {82} qui prévoit une probabilité de présence de particules dans la couche  $1f$  et  $2p$  très faible. Par les réactions  $^{12}\text{C}(p,2p)^{11}\text{B}$  et  $^{12}\text{C}(p,d)^{11}\text{C}$  à 50 MeV {83} les niveaux  $5/2^-$  et  $7/2^-$  sont excités avec une intensité égale à celle du niveau  $3/2^-$  mettant en évidence l'importance du couplage du trou  $1p_{3/2}^-$  avec le  $2^+$  à 4,43 MeV du  $^{12}\text{C}$  comme mécanisme de la réaction de pick-up. Mécanisme qui renforce l'interprétation de la résonance géante dans laquelle les différents modes de vibration du noyau sont couplés entre eux.

## CONCLUSION

Malgré les difficultés expérimentales dues à l'utilisation comme source de photons, d'un faisceau de freinage et comme détecteur, d'un cristal de NaI(Tl), la diffusion des photons est un moyen important d'étude de la résonance géante. La polarisabilité tensorielle du noyau n'est pas accessible par les expériences d'absorption ou par les réactions  $(\gamma, n)$ , si le noyau cible n'est pas orienté. Or, la détermination de la polarisabilité tensorielle est essentielle pour établir la validité des modèles qui décrivent la résonance géante.

Notre étude des noyaux sphériques vibrationnels a mis en évidence une diffusion inélastique importante, confirmant les prévisions du modèle collectif dynamique qui couple les oscillations dipolaires avec les vibrations quadrupolaires de surface. L'amplitude moyenne  $\beta$  des vibrations quadrupolaires de surface joue un rôle important puisqu'elle détermine la forme de la section efficace de diffusion et la grandeur de la diffusion inélastique vers les premiers états excités à 1 ou 2 phonons. L'accord quantitatif entre expérience et théorie est globalement satisfaisant. Une comparaison plus détaillée en vue d'améliorer le modèle, nécessiterait de pouvoir séparer expérimentalement les différentes composantes inélastiques, ce qui n'est pas possible actuellement.

Le modèle collectif dynamique néglige certains aspects de la résonance géante, comme le montre pour le  $^{52}\text{Cr}$ , le  $^{51}\text{V}$  et le  $\text{Ti}$  (résultats de mesures récentes) le désaccord entre la section efficace différentielle de diffusion expérimentale et celle calculée à partir de la section efficace  $(\gamma, n)$  seule. D'une part la collectivité de l'état dipolaire étant incomplète, il faut inclure les configurations particule-trou dans la description des états dipolaires. D'autre part le dédoublement isobarique de la résonance géante des noyaux où  $N > Z$ , mis en évidence pour  $^{89}\text{Y}$ , doit être pris en considération car la résonance  $T_>$  est décalée de 3 MeV environ par rapport à la résonance  $T_<$  et son intensité croît lorsque  $T$  diminue. L'étude des noyaux de  $40 < A < 70$ , où ces phénomènes sont les plus accentués, présente donc un intérêt particulier.

Dans le cadre d'une description microscopique de la résonance géante des noyaux légers, il est aussi essentiel de tenir compte du couplage dipole-quadrupole.

La diffusion inélastique vers le premier niveau  $2^+$  a montré que la résonance géante de  $^{24}\text{Mg}$  est caractéristique d'un noyau déformé, les états  $K = 0$  et  $K = 1$  étant nettement séparés. Il n'en est pas de même pour le  $^{28}\text{Si}$  et le  $^{32}\text{S}$ . Leur faible diffusion inélastique, en accord dans le cas du  $^{28}\text{Si}$  avec les prévisions du couplage dipole-quadrupole, tendrait à prouver que le pre-

mier niveau  $2^+$  n'a pas la même fonction d'onde intrinsèque que le fondamental. Comme on pense que les fonctions d'onde des états  $1^-$   $T = 1$  sont en général meilleures que celles des états  $T = 0$  où les corrélations dans le fondamental ont plus d'importance, la désexcitation des états dipolaires peut permettre d'obtenir des renseignements sur la structure des états  $2^+$  de basse énergie et sur la forme d'équilibre de ces noyaux. Des mesures plus précises, utilisant un faisceau de photons monochromatiques sont nécessaires et possibles même avec un cristal de NaI(Tl), pourvu que l'on dispose de sources de photons primaires plus intenses.

Les réactions  $^{16}\text{O}(\gamma, n, \gamma')$  et  $^{12}\text{C}(\gamma, n, \gamma')$  mettent en cause l'hypothèse souvent admise, pour déduire les sections efficaces  $(\gamma, n)$  ou  $(\gamma, p)$  à partir des spectres expérimentaux, que tous les nucléons sont émis vers le fondamental des noyaux résiduels. Lorsqu'un niveau excité du noyau résiduel est l'état de trou des configurations principales  $1p-1t$  des états de la résonance géante, les nucléons sont émis vers cet état excité. C'est le cas de  $^{16}\text{O}$ , où une partie importante (25 %) des nucléons sont émis vers l'état de trou  $1p_{3/2}^-$  à 6,3 MeV de  $^{15}\text{N}$  et  $^{15}\text{O}$ . De plus la connaissance de la structure des états finaux excités formés par les réactions  $(\gamma, n)$  et  $(\gamma, p)$ , met en évidence l'existence dans la résonance géante de configurations à plusieurs particules-plusieurs trous. Ainsi pour  $^{16}\text{O}$ , les états  $2p-2t$  représentent 16 % de l'intensité dipolaire jusqu'à 32 MeV, et 11 % pour le  $^{12}\text{C}$ . L'étude détaillée des différentes voies de sorties possibles précise donc la nature des états de la résonance géante et son mécanisme de formation. L'accord entre les résultats expérimentaux et la théorie dans le cas du  $^{12}\text{C}$ , suggère l'importance du couplage des oscillations dipolaires avec les vibrations de surface.

# A N N E X E I

Coefficients  $a(E)$  des distributions angulaires pour les noyaux vibrationnels.

| Noyau            | $\Delta E$ MeV | $a(E)$ théorique | $a(E)$ expérimental | $\chi^2$ |
|------------------|----------------|------------------|---------------------|----------|
| $^{52}\text{Cr}$ | 15,5-17,5      | 0,423            | $0,67 \pm 0,043$    | 0,68     |
|                  | 17,5-20        | 0,715            | $0,845 \pm 0,039$   | 0,55     |
|                  | 20 -22,5       | 0,890            | $0,800 \pm 0,066$   | 0,73     |
| $^{75}\text{As}$ | 13,5-16        | 0,39             | $0,510 \pm 0,022$   | 0,15     |
|                  | 16 -18         | 0,53             | $0,669 \pm 0,034$   | 0,40     |
|                  | 18 -20         | 0,76             | $0,799 \pm 0,039$   | 0,36     |
|                  | 20 -22,5       | 0,85             | $0,862 \pm 0,034$   | 0,25     |
| Se               | 13,5-16        | 0,53             | $0,706 \pm 0,037$   | 0,40     |
|                  | 16 -18         | 0,71             | $0,835 \pm 0,026$   | 0,29     |
|                  | 18 -20         | 0,86             | $0,845 \pm 0,024$   | 0,20     |
|                  | 20 -22,5       | 0,98             | $0,910 \pm 0,040$   | 0,52     |
| Cd               | 13 -15         | 0,55             | $0,561 \pm 0,031$   | 0,40     |
|                  | 15 -17         | 0,71             | $0,619 \pm 0,038$   | 0,67     |
|                  | 17 -19         | 0,88             | $0,887 \pm 0,029$   | 0,23     |
|                  | 19 -23         | 0,98             | $0,951 \pm 0,057$   | 0,90     |
| Sn               | 13 -15         | 0,83             | $0,680 \pm 0,027$   | 0,30     |
|                  | 15 -17         | 0,95             | $0,857 \pm 0,050$   | 0,90     |
|                  | 17 -19         | 0,99             | $0,875 \pm 0,056$   | 0,76     |
|                  | 19 -23         | 1,00             | $0,915 \pm 0,054$   | 0,62     |

Le nombre de degrés de liberté est 5  
 Limite 0,1 % pour  $\chi^2 = 4,5$



# REFERENCES

- 1 - M. GOLDBABER et E. TELLER  
Phys. Rev. 74 (1948) 1046
- 2 - M. DANOS  
Nucl. Phys. 5 (1958) 43
- 3 - K. OKAMOTO  
Phys. Rev. 110 (1958) 143
- 4 - H. ARENHÖVEL, M. DANOS, W. GREINER  
Phys. Rev. 157 (1967) 1109
- 5 - M.G. HUBER, M. DANOS, H.J. WEBER, W. GREINER  
Phys. Rev. 155 (1967) 1073
- 6 - G.E. BROWN, M. BOLSTERLI  
Phys. Rev. Letters 3 (1959) 472
- 7 - V. GILLET, M.A. MELKANOFF, J. RAYNAL  
Nucl. Phys. A 97 (1967) 631
- 8 - B. BUCK, A.D. HILL  
Nucl. Phys. A 95 (1967) 271
- 9 - E.A. AMBLER, E.G. FULLER, H. MARSHAK  
Phys. Rev. 138 (1965) B 117
- 10 - A. BUSSIÈRE de NERCY  
Thèse d'Etat - Paris 1962
- 11 - J.M. LOISEAUX  
Thèse d'Etat - Orsay 1965
- 12 - R. SILBAR, C. WERNTZ, H. ÜBERALL  
Nucl. Phys. A 107 (1968) 655
- 13 - H. ARENHÖVEL, H.J. WEBER  
Nucl. Phys. A 91 (1967) 145

- 14 - U. FANO  
Technical Note N.B.S 83 (1960)
- 15 - W. WILD  
Sitzber Bayer Akad. Wiss. Math. Phys. Munchen (1955) 371
- 16 - A. HERZENBERG, P. PYTHIAN  
Nucl. Phys. 59 (1965) 529
- 17 - H. ARENHÖVEL, E. HAYWARD  
Phys. Rev. 165 (1968) 1170
- 18 - W.H. BASSICHIS, F. SCHECK  
Phys. Rev. 145 (1966) 771
- 19 - E.G. FULLER, E. HAYWARD  
Phys. Rev. Letters 1 (1958) 465
- 20 - P.A. TIPLER, P. AXEL, N. STEIN, D.C. SUTTON  
Phys. Rev. 129 (1963) 2096
- 21 - M. LANGEVIN, J.M. LOISEAUX, J.M. MAISON  
Nucl. Phys. 54 (1964) 114
- 22 - J. MILLER, C. SCHUHL, G. TAMAS, C. TZARA  
Journal Phys. et Rad. 21 (1960) 296
- 23 - C.R. HATKER, R.L. BRAMBLETT, N.E. HANSEN, S.C. FULTZ  
Nucl. Inst. 14 (1961) 337
- 24 - J.S. O'CONNEL, P.A. TIPLER, P. AXEL  
Phys. Rev. 126 (1962) 228
- 25 - J.F. HAGUE, R.E. RAND  
Nucl. Inst. 31 (1964) 157
- 26 - C. SCHULL  
Journal Phys. et Rad. 17 (1956) 972
- 27 - H.W.KUEHNE, P. AXEL, D.C. SUTTON  
Phys. Rev. 163 (1967) 1278
- 28 - F.D. SEWARD  
Phys. Rev. 125 (1962) 335
- 29 - E.L. GARWIN  
Phys. Rev. 114 (1959) 143

- 30 - G.A. PETERSON  
Phys. Letters 25 B (1967) 549
- 31 - R.D. EDGE, G.A. PETERSON  
Phys. Rev. 128 (1962) 2750
- 32 - N.W. TANNER  
Communication au Congrès de Dubna 1967
- 33 - W.A. LOCHSTET, W.E. STEPHENS  
Phys. Rev. 141 (1966) 1002
- 34 - A.S. PENFOLD, E.L. GARWIN  
Phys. Rev. 116 (1959) 120
- 35 - S. FALLIEROS, B. GOULARD, R.H. VENTER  
Phys. Letters 19 (1965) 398
- 36 - B.L. BERMAN, J.T. CALDWELL, R.R. HARVEY, M.A. KELLY, R.L. BRAMBLET, S.C. FULTZ  
Phys. Rev. 162 (1967) 1098
- 37 - P.F. YERGIN, B.P. FABRICAND  
Phys. Rev. 104 (1956) 1334
- 38 - I.I. DUSHKOV, B.S. ISHKHANOV, I.M. KAPITONOV, B.A.YUREV, V.G. SHEVCHENKO  
Phys. Letters 10 (1964) 310
- 39 - B. GOULARD, S. FALLIEROS  
Can. Journ. Phys. 45 (1967) 3221
- 40 - H. ARENHÖVEL  
Communication privée, Article en préparation avec J.M. MAISON
- 41 - D. DRECHSEL, J.B. SEABORN, W. GREINER  
Preprint Université Francfort/Main
- 42 - D.S. FIELDER, J. LETOURNEUX, K. MIN, W.D. WHITEHEAD  
Phys. Rev. Letters 15 (1965) 33
- 43 - B.L. BERMAN, R.L. BRAMBLET, J.T. CALDWEL, H.S. DAVIS, M.A. KELLY, S.C. FULTZ ,  
Preprint, Livermore
- 44 - S. COSTA, E. FERRERO, C. MANFREDOTTI, L. PASQUALINI, G. PIRAGINO, H. AREN-  
HÖVEL  
Nuov. Cim. 51 B (1967) 199
- 45 - O.V. BOGDANKEVICH, B.I. GORYACHEV, V.A. ZAPEVALOV  
J.E.T.P. 42 (1962) 1502

- 46 - M. DANOS, W. GREINER  
Phys. Rev. 138 (1965) 876
- 47 - R. LISENGA, W. GREINER  
Annals of Physics 51 (1969) 28
- 48 - J. DA PROVIDÊNCIA, C.M. SHAKIN  
Nucl. Phys. A 108 (1968) 609
- 49 - D. DRESCHER, J.B. SEABORN, W. GREINER  
Phys. Rev. 162 (1967) 983
- 50 - P. NARBONI  
Thèse 3<sup>o</sup> Cycle - Orsay 1967
- 51 - S.A. FARRIS, J.M. EISENBERG  
Nucl. Phys. 88 (1966) 241
- 52 - B.S. DOLBILKIN, V.I. KORIN, L.E. LAZAREVA, F.A. NIKOLAEV, V.A. ZAPEVALOV  
Nucl. Phys. 72 (1965) 137
- 53 - N. BEZIC, D. JAMNIK, G. KERNEL, J. KRAJNIK, J. ŠNAJDER  
Nucl. Phys. A 117 (1968) 124
- 54 - B.S. DOLBILKIN, F.A. NIKOLAEV  
Preprint F.I.A.N. (1965)
- 55 - K. WATHNE, T. ENGELAND  
Nucl. Phys. A 94 (1967) 129
- 56 - H. GOVE, E. LITHERLAND, R. BACHELOR  
Nucl. Phys. 26 (1961) 480
- 57 - L. FELDMAN, R.B. BALIGA, M. NESSIN  
Phys. Rev. 157 (1967) 921
- 58 - M. KAMIMURA, K. IKEDA, A. ARIMA  
International Conf. on Nuclear Phys. Tokyo 1968 et Communication privée
- 59 - B.H. WILDENTHAL, E. NEUMAN  
Phys. Rev. 167 (1968) 1027
- 60 - R.C. BEARSE, D.H. YOUNGBLOOD, J.L. YNTEMA  
Phys. Rev. 167 (1968) 1043
- 61 - D.V. WEBB, B.M. SPICER, H. ARENHÖVEL  
Phys. Rev. 164 (1967) 1397

- 62 - A. WILLIS  
Thèse d'Etat Orsay 1967
- 63 - P.F. YERGIN, R.H. AUGUSTSON, N.N. KAUSHAL, H.A. MEDICUS, W. MOYER  
Phys. Rev. Letters 12 (1964) 733
- 64 - J.T. CALDWELL, R.L. BRAMBLET, R.R. HARVEY, B.L. BERMAN, S.C. FULTZ  
B.A.P.S. 10 (1965) 541
- 65 - R.C. MORRISON, J.R. STEWART, J.S. O'CONNEL  
Phys. Rev. Letters 15 (1965) 367
- 66 - J.T. CALDWELL, S.C. FULTZ, R.L. BRAMBLETT  
Phys. Rev. Letters 19 (1967) 447
- 67 - C.W. PHILLIPS, F.C. YOUNG, J.B. MARION  
Phys. Rev. 159 (1967) 891
- 68 - M. LANGEVIN, J.M. LOISEAUX, J.M. MAISON  
Comptes rendus du Congrès international de Physique Nucléaire Paris 1964  
Vol. 2 p. 1045
- 69 - J.M. WYCKOFF, B. ZIEGLER, H.W. KOCH, R. UHLIG  
Phys. Rev. 137 (1965) B 576
- 70 - N.A. BURGOV, G.V. DANILYAN, B.S. DOLBILKIN, L.E. LAZAREVA, F.A. NIKOLAEV  
Soviet Phys. JETP 16 (1963) 50
- 71 - B.C. COOK, J.E.E. BAGLIN, J.N. BRADFORD, J.E. GRIFFIN  
Phys. Rev. 143 (1966) 712
- 72 - J.W. OLNESS, E.K. WARBURTON, D.E. ALBURGER, J.A. BECKER  
Phys. Rev. B 139 (1965) 512
- 73 - W.R. DODGE, W.C. BARBER  
Phys. Rev. 127 (1962) 1746
- 74 - B.C. COOK, J.E. BAGLIN, J.N. BRADFORD, J.E. GRIFFIN  
Phys. Rev. 143 (1966) 724
- 75 - F.W. FIRK, K.H. LOKAN, E.M. BOWEY  
Proc. of Conf. on direct Interactions Padua 1962
- 76 - S.C. FULTZ, J.T. CALDWELL, B.L. BERMAN, R.L. BRAMBLET, R.R. HARVEY  
Phys. Rev. 143 (1966) 790
- 77 - M. SUFFERT  
Nucl. Phys. 75 (1965) 226

- 78 - G.E. BROWN, A.M. GREEN  
Nucl. Phys. 75 (1966) 401
- 79 - J.C. HIEBERT, E. NEWMAN, R.H. BASSEL  
Phys. Rev. 154 (1967) 898
- 80 - B.G. HARVEY, J.R. MERIWETHER, J. MAHONEY, A. BUSSIÈRE de NERCY, D.S. HOREN  
Phys. Rev. 146 (1966) 712
- 81 - M. KAMIMURA, K. IKEDA, A. ARIMA  
Nucl. Phys. A 95 (1967) 129
- 82 - A. GOSWAMI, M. PAL  
Nucl. Phys. 44 (1963) 294
- 83 - H.G. PUGH, D.L. HENDRIE, M. CHABRE, E. BOSCHITZ  
Phys. Rev. Letters 14 (1965) 434
- 84 - G. RIPKA  
Thèse d'Etat Orsay 1968

## TABLE DES MATIERES

|                                                                                  |    |
|----------------------------------------------------------------------------------|----|
| INTRODUCTION                                                                     | 1  |
| CHAPITRE I - THEORIE DE LA DIFFUSION NUCLEAIRE DES PHOTONS                       |    |
| I.1 - Diffusion nucléaire des photons                                            | 3  |
| I.2 - Relation entre les sections efficaces de diffusion et d'absorption         | 6  |
| CHAPITRE II - LES MODELES NUCLEAIRES                                             |    |
| II.1 - Le modèle collectif dynamique pour les noyaux sphériques                  | 7  |
| a) - Solution de la matrice d'énergie                                            | 9  |
| b) - Eléments de matrice de l'opérateur d'interaction dipolaire                  | 10 |
| c) - Résultats qualitatifs                                                       | 11 |
| II.2 - Le modèle en couche                                                       | 12 |
| a) - Modèle en couche sans déformation nucléaire                                 | 12 |
| b) - Modèle en couche avec déformation nucléaire                                 | 14 |
| CHAPITRE III - TECHNIQUES EXPERIMENTALES                                         |    |
| III.1 - Dispositif expérimental                                                  | 15 |
| a) - Source de photons                                                           | 15 |
| b) - Détecteur                                                                   | 17 |
| c) - Système d'analyse                                                           | 17 |
| III.2 - Phénomènes parasites                                                     | 18 |
| III.3 - Mesure du flux et détermination des sections efficaces en valeur absolue | 18 |
| III.4 - Calcul des sections efficaces de diffusion                               | 20 |
| III.5 - Distributions angulaires                                                 | 22 |
| III.6 - Correction à la section efficace calculée à 150 %                        | 23 |
| CHAPITRE IV - DIFFUSION PAR LES NOYAUX SPHERIQUES MOYENS                         |    |
| IV.1 - Diffusion par $^{89}\text{Y}$ et état analogue de la résonance géante     | 25 |

|                                                                                                   |    |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| IV.2 - Diffusion par les noyaux sphériques vibrationnels :                                        |    |
| $^{52}\text{Cr}$ , $^{75}\text{As}$ , $\text{Se}$ , $\text{Cd}$ , $^{115}\text{In}$ , $\text{Sn}$ | 29 |
| a) - Sections efficaces de diffusion                                                              | 29 |
| b) - Existence de la diffusion inélastique                                                        | 33 |
| c) - Discussion                                                                                   | 35 |

## CHAPITRE V - DIFFUSION INELASTIQUE PAR $^{24}\text{Mg}$ , $^{28}\text{Si}$ , $^{32}\text{S}$

|                                                                                                                                                    |    |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| V.1 - Calcul théorique des probabilités de transition des états $1^-$ de la résonance géante vers le fondamental et le premier niveau excité $2^+$ | 38 |
| a) - modèle en couche sans déformation nucléaire                                                                                                   | 38 |
| b) - modèle en couche avec déformation nucléaire                                                                                                   | 40 |
| V.2 - Résultats expérimentaux                                                                                                                      | 41 |
| V.3 - Comparaison avec les calculs théoriques                                                                                                      | 44 |

## CHAPITRE VI - REACTIONS $^{16}\text{O}(\gamma, n, \gamma')$ ET $^{12}\text{C}(\gamma, n, \gamma')$

|                                                   |    |
|---------------------------------------------------|----|
| VI.1 - Résultats expérimentaux                    | 49 |
| a) - Réaction $^{16}\text{O}(\gamma, n, \gamma')$ | 49 |
| b) - Réaction $^{12}\text{C}(\gamma, n, \gamma')$ | 52 |
| VI.2 - Comparaison avec la théorie                | 55 |
| a) - Cas de $^{16}\text{O}$                       | 55 |
| b) - Cas de $^{12}\text{C}$                       | 59 |

|            |    |
|------------|----|
| CONCLUSION | 61 |
|------------|----|

|          |    |
|----------|----|
| ANNEXE I | 63 |
|----------|----|

|            |  |
|------------|--|
| REFERENCES |  |
|------------|--|

## DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Vu et approuvé :

Paris, le 18 Mars

1969

Le Doyen de la Faculté des Sciences,



G. POITOU.

VI

et PRÉSENTÉES À L'ACADÉMIE

DES SCIENCES ET DES LETTRES

DE PARIS





